ORSAY

N° d'ordre : 2569

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PARIS SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Christine GARBAN-LABAUNE

ETUDE EXPÉRIMENTALE DES MÉCANISMES D'ABSORPTION DANS L'INTERACTION LASER-MATIÈRE À HAUT FLUX. EFFET DE LA LONGUEUR D'ONDE.

Soutenue le 16 Avril 1982 devant la Commission d'Examen

MM. J.L.DELCROIX Président
D.BLANC
A.BOUCHOULE
E.FABRE
C.FLYTZANIS
R.PELLAT Rapporteur

ORSAY

N° d'ordre :

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PARIS SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Christine GARBAN-LABAUNE

ETUDE EXPÉRIMENTALE DES MÉCANISMES D'ABSORPTION DANS L'INTERACTION LASER-MATIÈRE À HAUT FLUX. EFFET DE LA LONGUEUR D'ONDE.

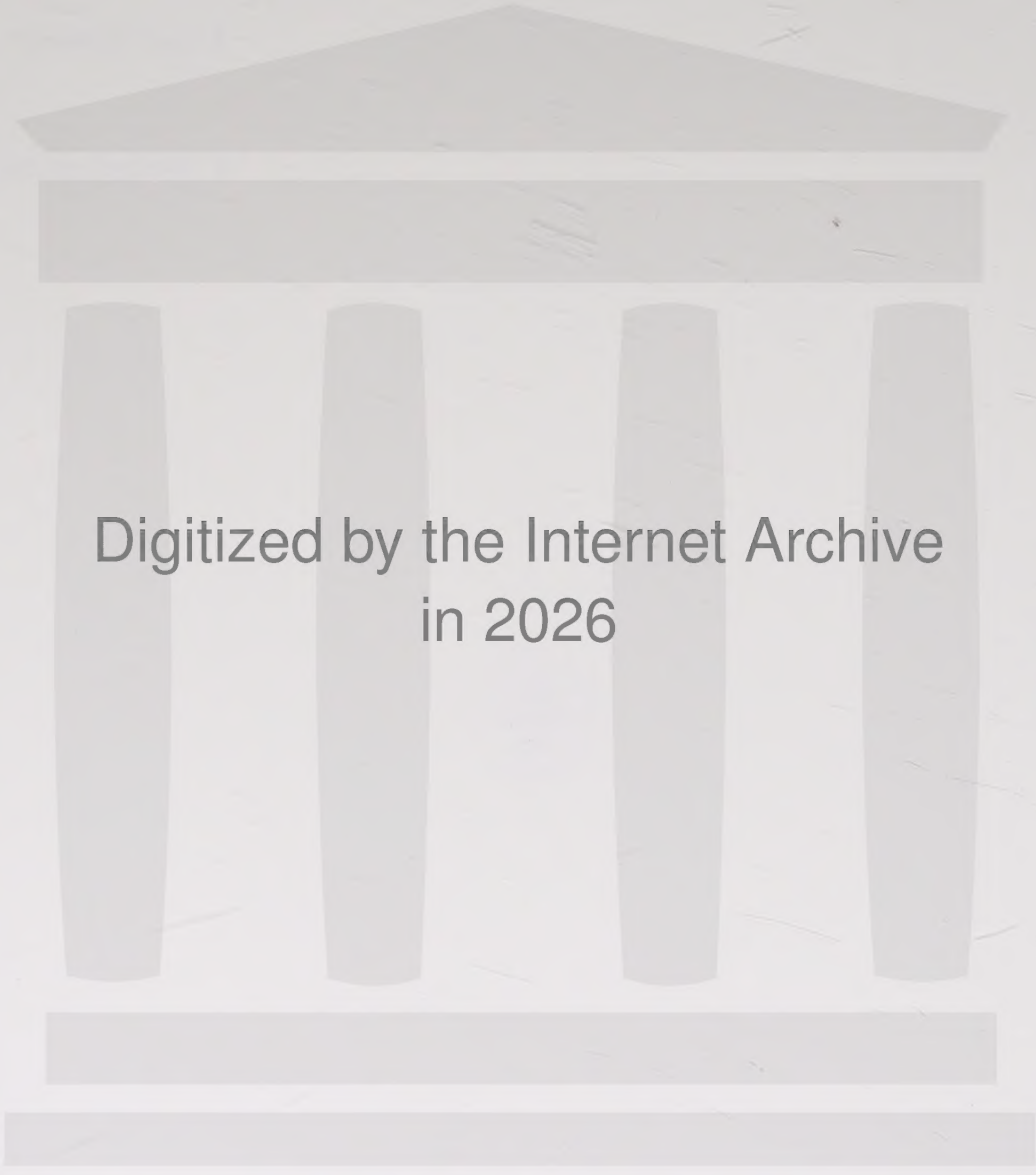
Soutenue le 16 Avril 1982 devant la Commission d'Examen

MM. J.L.DELCROIX Président
D.BLANC
A.BOUCHOULE
E.FABRE
C.FLYTZANIS
R.PELLAT Rapporteur

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A mes Parents

A Gérard et Anne-Lise


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543523_0022

Je remercie Monsieur le Professeur J.L.Delcroix d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse ainsi que Messieurs les Professeurs D.Blanc,A.Bouchoule, E.Fabre,C.Flytzanis et R.Pellat d'avoir bien voulu faire partie du jury.

Cette thèse est l'occasion pour moi d'exprimer mes plus vifs remerciements à Edouard Fabre qui a su prévoir et orienter l'activité de notre laboratoire, lui donnant ainsi une place internationale. Il m'a fait bénéficier de conditions scientifiques exceptionnelles et stimulantes,et m'a dirigée avec compétence durant ces cinq années, jouant un rôle essentiel dans la définition et la réalisation des expériences qui constituent cette thèse.

Je suis également très reconnaissante à René Pellat d'avoir suivi régulièrement, guidé et encouragé ce travail au cours de nombreuses discussions,et d'avoir accepté de le rapporter.

Le voisinage du laboratoire de Physique Théorique m'a permis d'avoir de nombreux échanges avec les chercheurs de cette équipe. En particulier je remercie sincèrement Patrick Mora de la disponibilité, de la compétence et de l'efficacité qu'il a manifestées dans notre collaboration. Je le remercie de plus d'avoir accepté de relire et améliorer mon manuscrit. J'ai également tiré beaucoup de profit des discussions que j'ai eues avec G.Laval,F.David et A.Ramani en maintes occasions.

L'interprétation des expériences a été effectuée en collaboration avec Claire Max du Lawrence Livermore Laboratory. Je lui exprime ici toute ma gratitude pour les relations de travail sympathiques et efficaces que nous avons eues lors de son séjour en France.

La réalisation des expériences fait partie d'un travail d'équipe; je remercie R.Fabbro et F.Amiranoff de leur participation à un grand nombre d'expériences présentées ici, tous les chercheurs du groupe, R.Benattar, N.Grandjouan, C.Popovics, A.Poquerusse, C.Stenz, M.Weinfeld, ainsi que J.Virmont pour l'accès qu'il m'a donné au code numérique.

Toute ma reconnaissance va à R.Sigel et à A.Maaswinkel du laboratoire de Garching pour les fructueuses discussions que nous avons eues et pour les précieux conseils qu'ils m'ont donnés dans la mise au point des diagnostics d'absorption.

Alain Michard m'a toujours apporté son soutien et sa compétence dans la réalisation des expériences; qu'il en soit remercié très sincèrement ici. Je sais également gré à J.Maignan, à toute l'équipe du laser du GRECO, à H.Timsit qui a réalisé la plupart des figures de cette thèse, ainsi qu'à A.Olmedo qui a mis au point les systèmes utilisés.

Ce travail a été effectué au laboratoire de Physique des Milieux Ionisés et je remercie H.J.Doucet de son bienveillant accueil.

Mes remerciements vont également à l'ensemble des services administratifs, A.Millard, G.Alexandre, M.F.Lecomte, A.Stephan, Madame Riera qui a assuré la frappe de ce manuscrit, et le service de lithographie de l'Ecole Polytechnique.

Enfin je n'oublierai pas le soutien extra-professionnel plus que précieux ainsi que les encouragements constants que j'ai reçus de mes Parents et Beaux-Parents. Je leur suis reconnaissante ainsi qu'à N.Cottin de l'aide efficace qu'ils m'ont apportée dans mes charges familiales.

Gérard a supporté cette thèse avec beaucoup de patience et de compréhension qu'il soit remercié ici, ainsi qu'Anne-Lise, de toute l'aide qu'ils m' ont constamment apportée.

SOMMAIRE

Pages

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - PRINCIPAUX MECANISMES D'ABSORPTION ET DE REFLEXION 11

I-1 Absorption collisionnelle 12

I-2 Calcul de la réfraction et de l'absorption collisionnelle dans un plasma de structure donnée 28

I-3 Absorption résonnante 47

I-4 Absorption par turbulence acoustique-ionique 50

I-5 Instabilités paramétriques 51

I-6 Diffusion Brillouin stimulée 55

I-7 Discussion générale 62

CHAPITRE II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL 75

II-1 Lasers 76

II-2 Cibles 78

II-3 Systèmes de focalisation 78

II-4 Enceintes expérimentales et diagnostics associés à l'expérience 80

II-5 Diagnostics d'absorption 83

II-6 Analyse spectrale du rayonnement laser réfléchi 96

CHAPITRE III - RESULTATS EXPERIMENTAUX 101

III-1 Effet du flux incident sur l'efficacité totale de l'absorption 104

III-2 Expériences d'absorption avec le laser à CO_2 Mise en évidence de l'absorption résonnante 106

III-3 Expériences d'absorption à 1,06 µm en impulsions courtes (100 ps) 113

III-4 Expériences d'absorption à 1,06 µm en impulsions longues (2,5 ns) 134

III-5 Expériences d'absorption à 0,53 µm en impulsions courtes (80 ps). 137

III-6 Expériences d'absorption à 0,53 µm en impulsions longues (2 ns) 146

III-7 Expériences d'absorption et de rétrodiffusion à 0,26 µm . 148

III-8 Discussion générale sur les résultats d'absorption 153

III-9 Comparaison avec les autres laboratoires 159

III-10 Expérience préliminaire d'absorption sur cibles sphériques à 0,26 µm 162

CHAPITRE IV - INTERPRETATION DES EXPERIENCES ET DISCUSSION . . 171

IV-1 Modèle analytique 171

IV-2 Simulations numériques en impulsions courtes 182

IV-3 Impulsions longues 201

IV-4 Conclusion 202

CONCLUSION 207

INTRODUCTION

Une des voies de recherche actuellement engagée dans le domaine de la fusion thermonucléaire contrôlée est celle de la fusion par confinement inertiel. La possibilité d'utiliser un laser de grande puissance pour comprimer et chauffer une cible composée d'un mélange de deutérium et de tritium et ainsi d'y déclencher des réactions de fusion a été démontrée il y a environ dix ans [1] et a stimulé l'intérêt sur des travaux déjà en cours [2].

Le principe en est le suivant : lorsqu'on irradie une cible remplie de combustible thermonucléaire au moyen d'une impulsion laser de très courte durée (de l'ordre de la nanoseconde), mais de très grande puissance (mesurée en térawatts), la couche externe de la cible est vaporisée, ce qui crée dynamiquement une très haute pression. Le coeur de la cible est alors comprimé jusqu'à des densités atteignant cent à mille fois la densité du solide, tandis que sa température est portée à $\sim$ 10 keV. Dans un tel milieu le taux de réactions

$$D + T \rightarrow {}^{4}He + n + 17{,}6\ MeV$$

peut être suffisant pour qu'une fraction substantielle de l'énergie thermonucléaire soit libérée pendant le temps qui correspond à la durée de vie du milieu ; celle-ci correspond au temps caractéristique de détente d'un milieu comprimé et soudain libéré, qui est déterminé par l'inertie de la matière, d'où le nom de confinement inertiel.

Des réussites ont déjà été obtenues mais l'énergie libérée reste encore très faible devant l'énergie investie et l'avancement du sujet nécessite encore de résoudre un grand nombre de problèmes tant du point de

vue fondamental, que du point de vue appliqué avant d'être en mesure de procéder à des implosions efficaces.

Parmi ceux-ci, l'interaction du faisceau laser avec le plasma qu'il a créé est l'un des points fondamentaux. Le schéma suivant représente les profils de densité et de température électroniques, produits lors de l'impact d'un faisceau laser sur une cible solide et obtenus par simulation numérique. Il apparaît plusieurs zones de densité dans lesquelles les mécanismes de transfert de l'énergie sont très différents.

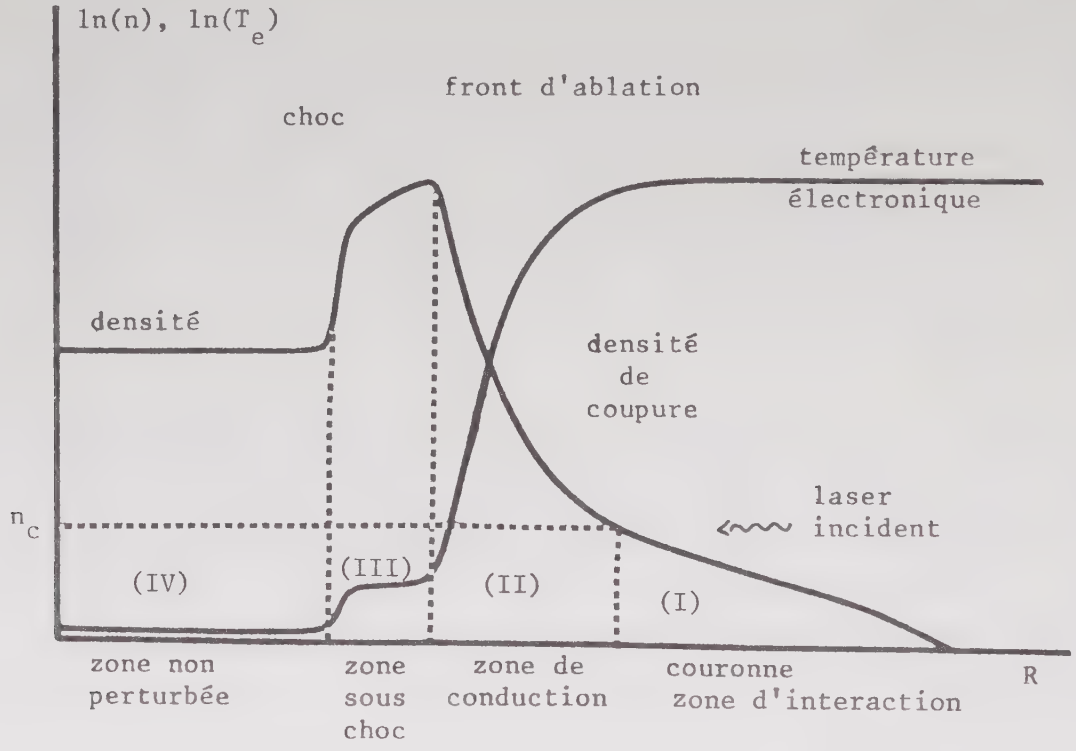


Figure - Profils de densité et de température, à un instant donné, dans l'interaction d'un laser avec une cible solide.

Le faisceau laser ne peut se propager que dans des zones de densité inférieure à la densité critique dont la valeur est inversement proportionnelle au carré de sa longueur d'onde. Les processus d'absorption et de réflexion se produisent dans cette région (zone I = zone d'interaction) et particulièrement au voisinage de la couche critique ; le plasma ainsi chauffé se détend dans la direction opposée à la cible. Au-delà de la densité critique, l'énergie est transportée principalement par conduction thermique électronique vers la surface d'ablation où l'évaporation se poursuit. Cette région (zone II = zone de conduction) est caractérisée par une pression très élevée résultant de la combinaison

d'une forte densité et d'une haute température. La surpression se transmet ainsi à la cible dans laquelle prend naissance une onde de choc et l'on distingue encore deux zones : une région de densité très élevée correspondant au solide comprimé par le choc (zone III) et éventuellement une zone interne non perturbée (zone IV).

Il est important de noter que la densité du plasma où s'effectuent l'absorption et la réflexion de l'énergie laser est fixée par sa longueur d'onde. Parmi les très nombreuses transitions laser un petit nombre seulement a conduit à des systèmes de grande puissance. Les principaux systèmes développés actuellement sont le laser à verre dopé au néodyme, le laser à iode dont les rayonnements ont des longueurs d'onde très proches (1,06 µm et 1,3 µm), et le laser à gaz carbonique qui rayonne à 10,6 µm. Les densités critiques correspondantes sont de $\sim 10^{21}$ et 10^{19} cm^{-3}. Le développement récent de cristaux produisant le doublage et le quadruplage de la fréquence du laser à néodyme par effet non linéaire, permet d'utiliser ce dernier aux longueurs d'onde de 0,53 µm et 0,26 µm conduisant à des densités critiques respectivement de 4.10^{21} et $1,6\ 10^{22}$ cm^{-3}. Dans ce dernier cas l'onde laser pénètre donc jusqu'à des densités voisines de celle du solide. Un laser qui pourra être intéressant dans le futur et qui fonctionne également dans le proche ultra-violet est le laser à KrF.

L'absorption du rayonnement laser par le plasma dans la couronne, le transport de l'énergie vers l'intérieur de la cible et l'hydrodynamique induite dans cette cible sont trois problèmes importants étroitement connectés ; en particulier le transport thermique et l'écoulement hydrodynamique modifient la température électronique et le profil de densité dans la zone d'absorption et interviennent donc sur les mécanismes d'absorption eux-mêmes. Ils déterminent de plus le régime de compression : par pousseur explosé ou par ablation ; le but est d'atteindre ce dernier régime qui est le seul susceptible de déboucher sur la réalisation de compression à très haute densité dans le cas d'implosions au moyen de lasers.

Dans cette thèse, nous nous sommes principalement intéressés aux problèmes liés à l'absorption : efficacité du couplage entre le laser et le plasma, et mécanismes d'absorption ou de réflexion mis en jeu suivant les conditions.

Le taux d'absorption intervient en effet à la puissance (-4) dans l'expression de l'énergie du laser qui sera nécessaire à la réalisation d'expériences de fusion avec gain d'énergie [3] ; celle-ci peut se mettre sous la forme :

$$E_L \sim \frac{100\ \alpha^3}{\eta^2\ \varepsilon^4}$$

où ε est le taux d'absorption, α le gain du réacteur et η le facteur de compression entre le coeur et le solide. L'augmentation d'un facteur ~ 3 du coefficient d'absorption permettrait donc d'utiliser un laser d'énergie ~ 80 fois plus faible.

D'autre part, la forme sous laquelle l'énergie laser absorbée apparaît dans le plasma , chauffage de la population thermique ou suprathermique des électrons, dépend des mécanismes d'absorption et conditionne le mode de compression par ablation ou par pousseur explosé. En particulier, la formation d'électrons suprathermiques constitue un handicap sérieux à l'obtention d'un régime de compression par ablation en venant chauffer le coeur de la cible avant que celui-ci ne soit comprimé.

Ces deux points sont donc essentiels à la définition et à l'optimisation des systèmes futurs par l'étude des conditions conduisant au couplage laser-plasma le plus efficace possible en favorisant ou inhibant certains mécanismes.

Les études théoriques sont relativement bien avancées sur le sujet et de nombreux mécanismes d'absorption ont été proposés : absorption collisionnelle, absorption résonnante, instabilités paramétriques et influence de la turbulence acoustique-ionique sur la fréquence de collision électron -ion , et étudiés ainsi que leurs comportements en fonction des différents paramètres possibles. De même les principaux mécanismes de pertes d'énergie tels que la rétrodiffusion Brillouin stimulée ont fait l'objet d'investigations théoriques importantes.

Les études expérimentales, quant à elles, sont beaucoup moins avancées et en particulier les résultats obtenus dans différents laboratoires avec des conditions et des méthodes de mesure très diverses présentaient

de nombreuses difficultés d'interprétation simultanée et cohérente jusqu'à ces dernières années. L'apparition en 1977 de nouveaux systèmes de mesure intégrale de l'énergie laser réfléchie par le plasma, corrélés aux systèmes précédents formés de détecteurs discrets, ainsi que l'amélioration du contrôle d'un certain nombre de conditions (focalisation, durée et contraste des impulsions laser par exemple) ont apporté un grand progrès.

Nous avons pu contribuer efficacement à l'avancement de ce domaine en effectuant des mesures d'absorption pour les conditions expérimentales les plus complètes possible quant aux caractéristiques du laser, en particulier du point de vue de sa longueur d'onde ; nous disposons en effet de deux lasers : un laser à CO_2 et un laser à néodyme dont la fréquence peut être doublée et quadruplée au moyen de cristaux de KDP de grande dimension avec des rendements en énergie respectivement de 50 % et de 20 % par rapport à la fréquence fondamentale.

La réalisation de ces conditions, organisées par E. Fabre depuis une dizaine d'années, nous a permis d'effectuer la première mise en évidence de l'intérêt de l'utilisation des courtes longueurs d'onde dans l'interaction laser-matière à haut flux. Celles-ci permettent en effet d'atteindre des taux d'absorption élevés dus à une meilleure efficacité de l'absorption collisionnelle, et à une réduction des pertes d'énergie par rétrodiffusion Brillouin stimulée, en particulier dans le cas des impulsions longues qui sont nécessaires pour obtenir le régime de compression par ablation. Le taux d'absorption à 0,26 µm est ainsi multiplié par un facteur 3 par rapport à celui obtenu à 1,06 µm, et est de l'ordre de (90 ± 5) % pour des flux de $\sim 5.10^{14}$ W/cm^2. De plus l'absorption par bremssthralung inverse chauffe une population d'électrons thermiques, et se fait partiellement dans le plasma sous dense ; il en résulte une diminution de l'énergie qui atteint la surface critique et donc une réduction des processus qui se produisent dans cette région, en particulier l'absorption résonnante et l'instabilité de décomposition paramétrique qui conduisent toutes les deux à la formation d'électrons suprathermiques.

L'utilisation des courtes longueurs d'onde permet donc l'optimisation de l'absorption du rayonnement laser par le plasma, par l'obtention simultanée de taux d'absorption élevés et de la réduction de la formation des électrons suprathermiques.

Ceci représente le résultat le plus intéressant que nous ayons obtenu. De façon plus générale le but de cette thèse est l'étude expérimentale de l'absorption du point de vue de son rendement et des mécanismes mis en jeu selon les conditions. Cette étude est basée sur deux points :

- D'une part nous avons réalisé des expériences pour mesurer l'évolution de l'absorption sur des cibles planes en fonction du flux incident, de la longueur d'onde, de la durée des impulsions laser et de la nature de la cible ; nous avons également effectué un certain nombre d'expériences complémentaires portant sur l'effet de l'angle d'incidence et de la polarisation sur l'absorption, l'influence d'une pré-impulsion sur la rétrodiffusion, l'effet de la focalisation sur le bilan optique détaillé, ou l'observation et l'analyse spectrale d'harmoniques de la fréquence fondamentale du laser.

- D'autre part nous avons développé des modèles analytiques et numériques pour évaluer l'importance de certains processus, en particulier la réfraction et l'absorption collisionnelle selon les conditions, et mettre ainsi en évidence les effets les plus importants. Nous avons par ailleurs effectué des simulations numériques au moyen d'un code hydrodynamique Lagrangien à une dimension qui nous permet de prendre en compte un plus grand nombre de processus physiques ; une part importante de l'interprétation de nos résultats est effectuée ainsi.

Afin de réaliser les expériences nous avons mis au point plusieurs méthodes de mesure de l'absorption dans le but d'étudier la répartition spatiale du rayonnement laser réfléchi par le plasma ainsi que la mesure intégrale de la réflexion. Nous avons donc développé trois systèmes complémentaires : un système de petits détecteurs pyroélectriques disposés tout autour de la cible, un miroir élliptique et un calorimètre intégral ou sphère de Ulbricht. Ce dernier système a l'avantage de produire une mesure très précise de la lumière réfléchie dans tout l'espace. Deux sphères différentes ont été mises au point pour les expériences CO_2 et pour les expériences néodyme.

Les principaux résultats sont les suivants :

- L'absorption décroît lorsque le flux augmente puis reste à un niveau constant au-delà d'une valeur du flux qui dépend de la longueur d'onde.

- Pour des conditions équivalentes, l'absorption est beaucoup plus élevée aux courtes longueurs d'onde.

- Dans les domaines de flux utilisés, l'absorption est augmentée par l'utilisation d'impulsions plus longues. Des restrictions à cet effet peuvent se produire à flux plus élevé dues à l'apparition et au développement de la rétrodiffusion Brillouin stimulée.

De façon générale l'absorption collisionnelle est le processus dominant aux flux peu élevés. Lorsque le flux augmente, l'efficacité de ce processus diminue par suite de l'augmentation de la température électronique de la couronne et, à haut flux, du raidissement du profil de densité au voisinage de la couche critique ; une décroissance correspondante de l'absorption est observée. L'absorption collisionnelle est alors remplacée par d'autres processus d'absorption et nous avons observé des niveaux d'absorption identiques à 10,6 µm et à 1,06 µm. Pour ces deux longueurs d'onde, l'étude de l'effet de l'angle d'incidence et de la polarisation du laser nous a permis de mettre en évidence la présence de l'absorption résonnante modifiée éventuellement par la présence d'ondulations de densité et de champs magnétiques à la surface critique. L'étude de l'émission du deuxième harmonique de la fréquence fondamentale, à 1,06 µm, met également en évidence dans ce cas l'existence de l'instabilité de décomposition paramétrique pour des flux supérieurs à 10^{13} W/cm^2.

La décroissance de l'absorption en fonction du flux incident se produit pour des valeurs du flux d'autant plus élevées que la longueur d'onde est courte. L'accroissement de l'efficacité de l'absorption collisionnelle aux courtes longueurs d'onde provient principalement du fait que l'onde laser peut pénétrer jusqu'à des densités plus élevées pour lesquelles le plasma est plus collisionnel.

L'instabilité de rétrodiffusion Brillouin stimulée a été observée à 1,06 µm en impulsions longues pour des flux supérieurs à 10^{14} W/cm^2. Par contre celle-ci ne se produit pas jusqu'à des flux de 5.10^{14} W/cm^2 à 0,53 µm et à 0,26 µm, même en présence d'une pré-impulsion. Dans le cas du CO_2 ce sont les mécanismes de saturation qui limitent cette instabilité.

L'analyse des résultats d'absorption au moyen d'un code hydrodynamique nous conduit à deux modèles physiques possibles :

1. Les deux principaux mécanismes d'absorption sont le bremssthralung inverse et l'absorption résonnante, et le transport thermique vers l'intérieur de la cible n'est pas inhibé.

2. Le transport thermique est inhibé et les taux d'absorption expérimentaux sont supérieurs à ceux prévus par le code 1D. L'introduction d'effets bidimensionnels tels que le transport latéral de l'énergie en dehors de la tache focale pourrait conduire à une meilleure correspondance entre les expériences et les simulations.

Ce travail est structuré de la façon suivante. Le premier chapitre théorique rappelle brièvement les principaux mécanismes d'absorption et de rétrodiffusion connus, et expose des calculs originaux de certains processus pour des conditions particulières ; sont détaillés en particulier les effets de la réfraction et de l'absorption collisionnelle dans une géométrie bidimensionnelle obtenus dans une simulation numérique. La description du dispositif expérimental et des diagnostics utilisés pour mesurer l'absorption sont présentés dans le chapitre II. Tous les résultats expérimentaux sont exposés et discutés dans le chapitre III. Nous avons fait le choix de présenter la plupart des résultats obtenus dans la mesure où les conditions expérimentales sont bien définies même si leur compréhension est encore peu avancée et leur interprétation préliminaire. Compte-tenu des phénomènes mis en évidence par les expériences nous avons abordé leur interprétation d'une part au moyen d'un modèle analytique simple et d'autre part avec des simulations numériques. Ces modèles ainsi que leur confrontation avec les résultats expérimentaux sont analysés au chapitre IV.

Ce travail est conclu par le résumé des mécanismes d'absorption mis en évidence dans ces expériences, leurs efficacités et leurs contributions respectives suivant les conditions.

*

* *

REFERENCES DE L'INTRODUCTION

[1] J.L. NUCKOLLS, L. WOOD, A. THIESSEN and G. ZIMMERMAN
Nature (London), 239, 139 (1972)

[2] N.G. BASOV and O. KROKHIN
New Sci. 51, 733 (1971)

N.G. BASOV and O.N. KROKHIN
Sov. Phys. JETP 19, 123 (1964)

[3] R.E. KIDDER
"Some Aspects of Controlled Fusion by Use of Lasers", Proc. Esfahan Symposium on Fundamental and Applied Laser Physics FELD, N.A. KURNIT, A. JAVAN eds., John Wiley, New York (1973)

CHAPITRE I

PRINCIPAUX MECANISMES D'ABSORPTION ET DE REFLEXION

C H A P I T R E I

PRINCIPAUX MECANISMES D'ABSORPTION ET DE REFLEXION

SOMMAIRE

	Pages
I.1 Absorption collisionnelle	12
I.1.1 Coefficient d'absorption	13
I.1.2 Calcul de l'absorption pour des profils de densité linéaire et exponentiel	18
I.1.3 Effet du raidissement du gradient de densité	23
I.1.4 Bremsstrahlung inverse non linéaire	26
I.1.5 Conclusion	27
I.2 Calcul de la réfraction et de l'absorption collisionnelle dans un plasma de structure donnée	28
I.2.1 Description du modèle	28
I.2.2 Résultats	35
I.3 Absorption résonnante	47
I.3.1 Modèle "classique"	47
I.3.2 Coefficient d'absorption et thermalisation de l'énergie	48
I.3.4 Effet des modulations de densité et des champs magnétiques	49
I.4 Absorption par turbulence acoustique-ionique	50
I.5 Instabilités paramétriques	51
I.5.1 Instabilité de décomposition paramétrique	52
1.5.2 Instabilité deux plasmons et Raman stimulée	53
I.6 Diffusion Brillouin stimulée	55
I.6.1 Seuil	56
I.6.2 Taux de réflexion	57
I.6.3 Limitation du Brillouin	60
I.6.4 Mise en évidence expérimentale	61

I.7 Discussion générale 62

I.7.1 Effet du flux incident 62

I.7.2 Effet de la longueur d'onde 66

I.7.3 Effet de la durée des impulsions 67

I.7.4 Conclusion 68

CHAPITRE I

PRINCIPAUX MECANISMES D'ABSORPTION ET DE REFLEXION

L'étude de la propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma inhomogène fait l'objet de nombreux ouvrages [1] dont nous utiliserons ici quelques résultats. Lorsqu'une onde électromagnétique arrive sur un plasma inhomogène, elle est partiellement absorbée par les mécanismes que nous passons en revue dans ce Chapitre, elle est réfractée, et elle atteint une densité électronique maximum au niveau de laquelle elle est réfléchie ; cette densité maximum est une fonction de la longueur d'onde du laser et de l'angle d'incidence θ. En incidence normale cette densité est obtenue lorsque la fréquence de l'onde incidente ω_0 est égale à la fréquence plasma électronique ω_p, soit

$$\omega_0^2 = \omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{m \varepsilon_0} \quad \Leftrightarrow \quad n_c = \frac{1{,}11.10^{21}}{\lambda_0^2} \qquad \text{(I-1)}$$

où n_c est en cm^{-3} et λ_0 en μm ; n_c est la densité critique du plasma.

Dans l'approximation de l'optique géométrique, l'onde en incidence oblique se réfléchit à une densité $n_e = n_c \cos^2\theta$.

Le champ électrique de l'onde électromagnétique excite des oscillations des électrons du plasma par rapport à l'ensemble des ions ; cette énergie d'oscillation est convertie en énergie thermique par collisions électron -ion . Ce processus de transfert de l'énergie de l'onde incidente au plasma est appelé absorption collisionnelle ou bremssthralung inverse. Il est déterminé par la fréquence de collisions électron-ion et par la trajectoire de l'onde dans le plasma. Les calculs d'absorption par ce processus sont effectués dans la partie I-1 de ce Chapitre ; l'effet de la réfraction dans un plasma de structure donnée est de plus pris en compte dans la partie I-2.

Un autre processus d'absorption apparaît lors de la résolution des équations de propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma inhomogène lorsque celle-ci est en incidence oblique et que son champ électrique est dans le plan d'incidence ; il s'agit de l'absorption résonnante ou conversion linéaire de l'onde électromagnétique incidente en ondes plasma électroniques que nous exposons dans le paragraphe I-3.

Le rôle des instabilités paramétriques du point de vue de l'absorption et de la réflexion de l'onde laser, et en particulier l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin stimulée sont discutées en I-5 et I-6

Tous ces processus dépendent fortement des paramètres caractéristiques de la couronne, profil de densité et température électroniques ; d'autre part, les paramètres de la couronne dépendent de ces processus eux-mêmes ainsi que des mécanismes de transport de l'énergie vers l'intérieur de la cible ; au départ cet ensemble est une fonction des conditions de l'interaction liées au laser, à la cible et au système de focalisation. La résolution de ce système complexe ne peut être approchée que par des simulations numériques (code fluide).

Nous nous limitons dans ce Chapitre à l'exposé des processus pris individuellement ainsi qu'à l'influence des paramètres de la couronne sur leur existence et leur efficacité. Cette approche théorique nous permet de dégager les comportements des différents processus en fonction des principaux paramètres d'interaction et ainsi de définir les conditions expérimentales les plus propices à leur étude. Le flux incident et la longueur d'onde du laser jouant un rôle privilégié dans notre étude, nous rassemblons à la fin de ce chapitre leurs principaux effets sur les mécanismes d'interaction.

I-1 ABSORPTION COLLISIONNELLE

Le mécanisme d'absorption classique dans un plasma est le bremsstralung inverse dans lequel les collisions électron-ion convertissent l'énergie d'oscillation des électrons dans le champ de l'onde laser en énergie thermique des électrons.

I-1.1 COEFFICIENT D'ABSORPTION

Le coefficient d'absorption calculé pour des ions en équilibre thermique et pour des ondes électromagnétiques de faible amplitude est donné dans la référence [2].

$$K_{bi} = \frac{Z^2 n_e n_i \ln\Lambda}{3 \varepsilon_0^3 C \omega_0^2 (2\pi m_e k T_e)^{3/2}} \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\right)^{1/2}} \quad \text{(MKSA)} \qquad \text{(I-2)}$$

où Z est la charge des ions, n_e et n_i les densités électronique et ionique, et T_e la température électronique.

a) Le logarithme Coulombien ln Λ est défini par

$$\Lambda = \frac{b_{max}}{b_{min}}$$

b_{max} représente la distance maximum au-delà de laquelle l'électron ne subit plus le potentiel coulombien de l'ion. Elle correspond à la longueur d'écran de Debye électronique

$$b_{max} = \lambda_{De} = 7{,}43\ T_e^{1/2} \frac{1}{n_e^{1/2}}$$

dans laquelle T_e est en eV et n_e en cm^{-3} et b_{max} en m.

b_{min} représente la plus courte distance d'approche entre l'électron et l'ion, ou paramètre d'impact. Dans la théorie classique

$$b_{min} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \frac{Ze^2}{m v_{te}^2}$$

où v_{te} est la vitesse de l'électron.

Si l'on tient compte des effets quantiques, il faut prendre :

$$b_{min} = \text{Sup}\left[\frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \frac{Ze^2}{m v_{te}^2}, \frac{\hbar}{m v_{te}}\right]$$

ce qui revient à comparer la longueur d'onde de Landau (λ_{Landau}) et la longueur d'onde quantique des électrons (λ_{th})

$$\begin{cases} \lambda_{Landau} = 2,9\ Z\ 10^{-9}\ T_e^{-1} \\ \lambda_{th} = \dfrac{\hbar}{m\ v_{te}} = 0,28.10^{-9}\ T_e^{-1/2} \end{cases}$$

où λ_{Landau} et λ_{th} sont en m et T_e en eV.

$$\frac{\lambda_{Landau}}{\lambda_{th}} = 10,4\ Z\ T_e^{-1/2}$$

ce qui signifie que $\lambda_{Landau} = \lambda_{th}$ pour $T_e = 107\ Z^2$.

A titre d'exemple, pour Z = 4, cette formule conduit à une température de 1,7 keV ; pour des températures supérieures à cette valeur, il faut donc tenir compte des effets quantiques.

Le logarithme coulombien prend ainsi la forme :

$$\ln \Lambda = \text{Min}\ \left[\ln \left(2,58.10^{9}\ \frac{T_e^{3/2}}{Z\ n_e^{1/2}}\right)\ ;\ \ln \left(2,83.10^{10}\ \frac{T_e}{n_e^{1/2}}\right) \right] \qquad \text{(I-3)}$$

dans laquelle T_e est en eV et n_e en cm^{-3}.

La figure I-1 représente les logarithmes coulombiens calculés pour les densités critiques correspondant aux longueurs d'onde laser de 1,06 µm, 0,53 µm et 0,26 µm pour une cible de Z = 4,55, et pour différentes températures électroniques.

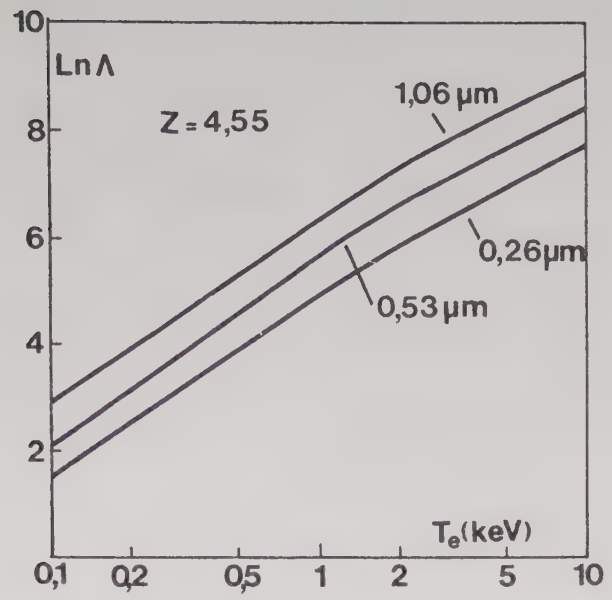


Figure I-1 : Logarithme coulombien en fonction de la température électronique

b) Influence d'un mélange d'ions : La formule (I-2) du coefficient d'absorption est valable pour une espèce unique d'ions, et nous voyons que $K_{bi} \sim Z^2 n_e n_i$.

Dans le cas d'un mélange d'ions, le coefficient d'absorption peut être approché par la somme des coefficients correspondant à chaque espèce d'ions :

$$K_{total} \sim \sum_j n_e n_{ij} Z_j^2$$

où n_{ij} et Z_j sont la densité et la charge ionique de l'espèce j.

Posons $n_{ij} = \alpha_j n_0$ où n_0 est la densité ionique et α_j la proportion de l'espèce j.

Par définition :

- $\langle Z \rangle = \dfrac{\sum_j \alpha_j Z_j}{\sum_j \alpha_j}$ est la charge moyenne

- $\langle Z^2 \rangle = \dfrac{\sum_j \alpha_j Z_j^2}{\sum_j \alpha_j}$ est la charge quadratique moyenne

- $n_e = n_0 \sum_j \alpha_j Z_j$ pour assurer la neutralité électrique

- $n_i = \sum_j \alpha_j n_0 = \sum_j n_{ij}$

Nous en déduisons :

$$K_{total} \sim n_e \sum_j n_{ij} Z_j \sim n_e n_0 \sum_j \alpha_j Z_j^2$$

$$\Rightarrow K_{bi} \sim n_e^2 \frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle Z \rangle} \qquad \text{(I-4)}$$

Dans un mélange d'ions, l'expression du coefficient d'absorption est analogue à celle qui est donnée en (I-2) dans laquelle Z est remplacé par $\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle Z \rangle} = Z_{eff}$. La distinction entre $\langle Z \rangle$ et $\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle Z \rangle}$ est importante en particulier pour toutes les cibles de plastique couramment utilisées. En effet, dans le cas du polystyrène CH : $\langle Z \rangle = 3,5$ et $\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle Z \rangle} = 5,3$; dans le cas du polyéthylène $(CH_2)_n$: $\langle Z \rangle = 2,66$ et $\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle Z \rangle} = 4,76$; et dans le cas du terphane $C_{10}H_8O_4$: $\langle Z \rangle = 4,55$ et $\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle Z \rangle} = 6,23$.

La valeur du rapport $\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle Z \rangle}$ intervient directement dans le coefficient d'absorption, il est donc nécessaire de tenir compte de la composition exacte de la cible dans les calculs d'absorption par ce processus.

Après ces deux remarques, revenons à l'expression (I-2) du coefficient d'absorption. Celui-ci est proportionnel à :

$$Z\, T_e^{-3/2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\right)^{-1/2} = Z\, T_e^{-3/2} \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{-1/2}$$

Il prend donc des valeurs d'autant plus élevées que la charge ionique est grande, que la température électronique est faible et que la densité du plasma est proche de la zone critique.

Pour la suite, il est commode d'écrire K_{bi} sous la forme :

$$K_{bi} = 1,15.10^5 \frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle Z \rangle} \frac{\ln \Lambda}{\lambda^2 T_e^{3/2}} \frac{\left(\frac{n_e}{n_c}\right)^2}{\left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2}} \qquad \text{(I-5)}$$

où K_{bi} est en cm^{-1}, λ en μm et T_e en eV.

Dans un gradient de densité, l'absorption par ce processus peut être calculée par :

$$A_{bi} = 1 - \exp\left(- \int_{(G)} K_{bi}\, ds\right) \qquad \text{(I-6)}$$

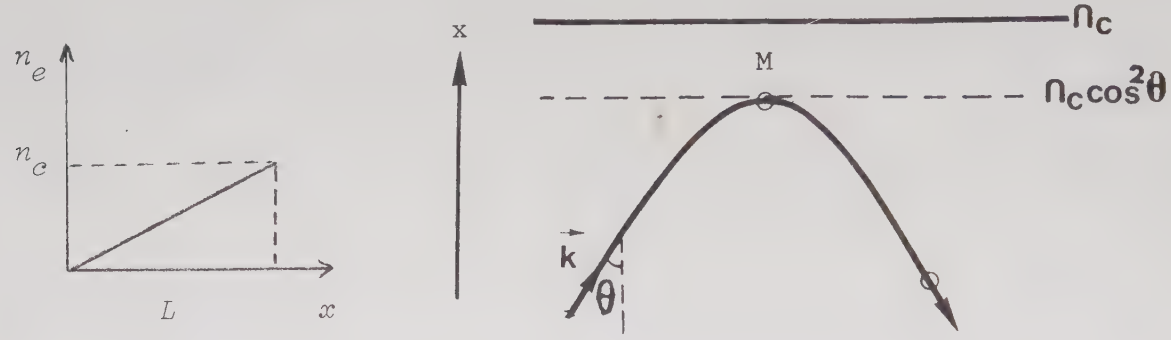
où l'intégrale est prise le long de la trajectoire des rayons laser dans le plasma. Une expression analytique de l'absorption peut être obtenue dans les cas de profils de densité décrits par une fonction soit linéaire, soit exponentielle de la distance à la cible, lorsque la couronne est isotherme. Ces hypothèses donnent une description approchée des expériences, en particulier le profil de densité exponentiel correspond à la solution obtenue dans un modèle auto-semblable d'expansion plane isotherme d'un plasma dans le vide [3] lorsque le flux n'est pas trop élevé. Lorsque l'intensité laser augmente ($I \lambda^2 > 10^{13}$ W $\mu m^2/cm^2$), d'autres effets peuvent se produire et modifier le profil de densité, c'est le cas de la pression de radiation [4] ou de l'inhibition du transport thermique vers l'intérieur de la cible qui conduisent toutes les deux au raidissement du profil au voisinage de la couche critique. Celui-ci peut alors être modélisé en introduisant deux longueurs caractéristiques de gradient, au voisinage de la couche critique et dans le plasma sous-dense.

Dans les paragraphes suivants, nous donnons les expressions analytiques de l'absorption collisionnelle dans de tels profils ; celles-ci présentent l'intérêt de faire apparaître la dépendance de l'efficacité de ce processus avec les principaux paramètres de l'interaction (longueur d'onde du laser, température électronique et longueur caractéristique du gradient de densité du plasma), et nous permettent d'estimer numériquement cette efficacité dans les différentes situations.

I-1.2 CALCUL DE L'ABSORPTION POUR LES PROFILS DE DENSITE LINEAIRE ET EXPONENTIEL

a) Profil de densité linéaire

Soient un profil de densité donné par l'expression $n_e/n_c = x/L$, dans laquelle L est la longueur caractéristique du gradient, et une onde en incidence oblique (θ) sur ce plasma.



L'absorption est donnée par

$$A_{bi} = 1 - \exp\left(-2 \int_0^M K_{bi}(s)ds\right)$$

où s est l'abscisse curviligne, et M le point de réflexion de l'onde. Dans le cas de l'approximation de l'optique géométrique, il correspond à la densité $n_e = n_c \cos^2\theta$ et

$$ds = \frac{\left(1 - \frac{x}{L}\right)^{1/2}}{\left(\cos^2\theta - \frac{x}{L}\right)^{1/2}} dx$$

$$K_{bi} = \alpha \frac{\left(\frac{n_e}{n_c}\right)^2}{\left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2}} = \alpha \frac{\left(\frac{x}{L}\right)^2}{\left(1 - \frac{x}{L}\right)^{1/2}}$$

avec $\alpha = 1{,}15.10^5 \, Z_{eff} \frac{\ell n \, \Lambda}{\lambda^2_{(\mu m)} \, T^{3/2}_{e\ (eV)}}$ (I-7)

D'où :

$$A_{bi} = 1 - \exp\left(-2\alpha \int_0^{L\cos^2\theta} \frac{\left(\frac{x}{L}\right)^2}{\left(\cos^2\theta - \frac{x}{L}\right)^{1/2}} dx\right)$$

$$\Rightarrow A_{bi} = 1 - \exp\left(-\frac{32}{15}\, 10^{-4}\, \alpha\, L_{(\mu m)}\, \cos^5\theta\right) \qquad \text{(I-8)}$$

Soit :

$$\boxed{A_{bi} = 1 - \exp\left(-24{,}5\, \frac{Z_{eff}\,.\,L\,.\,\ln\Lambda}{\lambda^2\, T_e^{3/2}}\, \cos^5\theta\right)} \qquad \text{(I-9)}$$

où L et λ sont en μm et T_e en eV.

Afin de voir l'influence de la profondeur de pénétration de l'onde laser dans le plasma, le calcul suivant donne l'expression de l'absorption en incidence normale correspondant à la trajectoire de l'onde allant du vide jusqu'à la densité $n_e = \beta\, n_c$:

$$A_{bi}\,(\beta\, n_c) = 1 - \exp\left(-2\alpha \int_0^{\beta L} \frac{\left(\frac{x}{L}\right)^2}{\left(1 - \frac{x}{L}\right)^{1/2}} dx\right)$$

qui peut se mettre sous la forme :

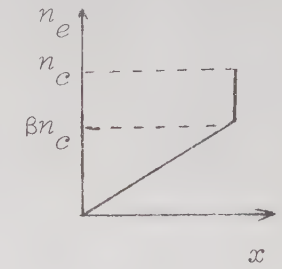
$$A_{bi}\,(\beta n_c) = 1 - \exp\left\{-\frac{16}{15}\, 10^{-4}\, \alpha L_{(\mu m)} \left[1 - \frac{3}{8}\,(1-\beta)^{1/2}\,\left(\beta^2 + \frac{4}{3}\,\beta + \frac{8}{3}\right)\right]\right\}$$

$$= 1 - \exp\left[-\frac{16}{15}\, 10^{-4}\, \alpha L_{(\mu m)}\,.\,G(\beta)\right] \qquad \text{(I-10)}$$

où $G(\beta) = 1 - (1-\beta)^{1/2}\left(\frac{3}{8}\,\beta^2 + \frac{1}{2}\,\beta + 1\right)$ (I-11)

La fonction $G(\beta)$, représentée sur la figure I-2, est à croissance très lente jusqu'à $\beta \sim 0{,}6$, et croît très vite au-delà. Ceci montre, qu'en incidence normale et dans un gradient de densité uniforme, l'absorption se fait principalement au voisinage de la densité critique

lorsque l'absorption totale est inférieure à 80 % ; ceci n'est plus valable lorsque le coefficient multiplicatif de G(β) dans l'exponentielle prend des valeurs très grandes. Cet effet est illustré par la figure I-3 qui représente l'évolution de l'absorption par bremssthralung inverse en fonction de la densité atteinte mesurée en densité critique. Les courbes correspondent à différentes valeurs du coefficient αL caractérisant le plasma et qui conduisent à des absorptions totales de 100 %, 80 % et 50 %. Des calculs plus précis des zones de dépôt de l'énergie sont faits au paragraphe I-2 pour des situations plus réalistes, c'est-à-dire compte-tenu de la réfraction, de la géométrie du plasma et de celle du faisceau laser. Ces calculs permettent également d'étudier l'influence de la présence d'un gradient de densité infiniment raide au-dessus de la densité βn_c sur l'absorption et nous y reviendrons en I-1.3.



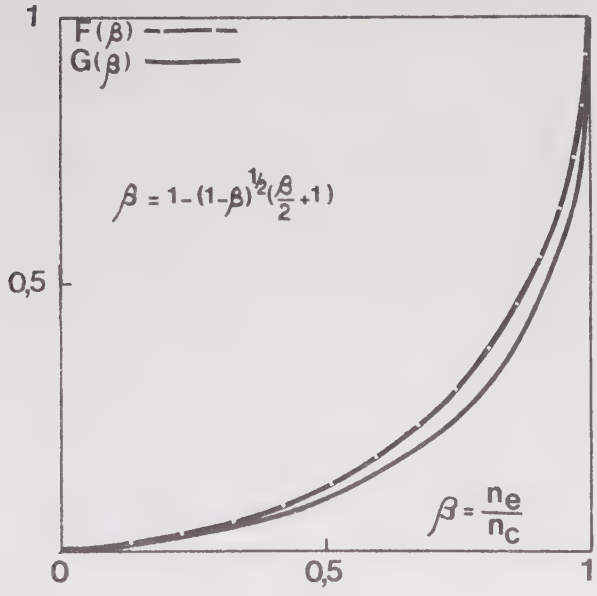


Figure I-2 : Fonctions G(β) et F(β) qui interviennent dans les calculs de l'absorption en fonction de la densité atteinte

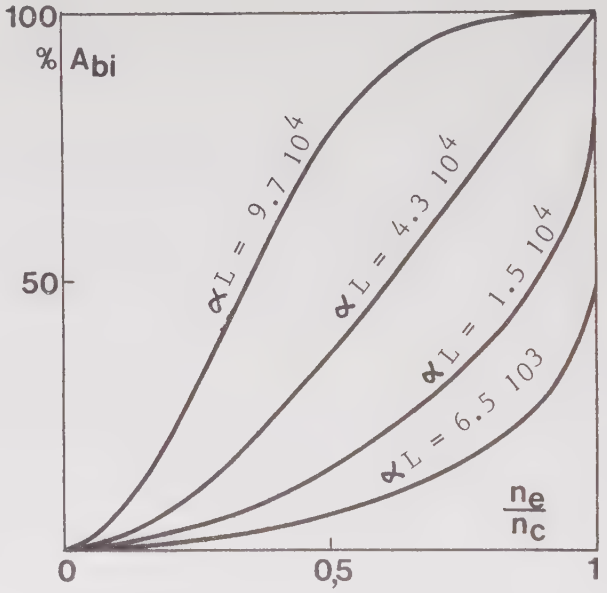
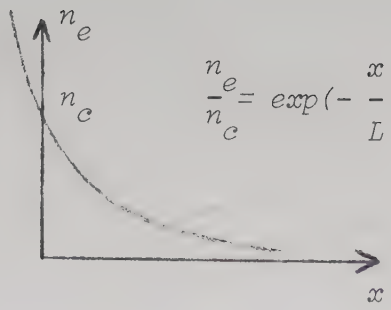


Figure I-3 : Evolution de l'absorption en fonction de la densité atteinte pour différentes valeurs du produit αL

b) Profil de densité exponentiel

Le calcul de l'absorption dans le cas d'un profil donné par $\frac{n_e}{n_c} = \exp(-\frac{x}{L})$ est tout à fait analogue à celui du cas précédent et conduit à une expression du même type que (I-8) dans laquelle le coefficient $\frac{32}{15}$ est remplacé par $\frac{8}{3}$ et dont l'exposant du cos θ passe de 5 à 3.



$$\frac{n_e}{n_c} = \exp\left(-\frac{x}{L}\right)$$

$$A_{bi} = 1 - \exp\left(-\frac{8}{3}\, 10^{-4}\, \alpha L_{(\mu m)}\, \cos^3\theta\right) \qquad \text{(I-12)}$$

Soit :

$$\boxed{A_{bi} = 1 - \exp\left(-30{,}7\, \frac{Z_{eff}\,.\,L\,.\,\ln\Lambda}{\lambda^2\, T_e^{3/2}}\, \cos^3\theta\right)} \qquad \text{(I-13)}$$

où L et λ sont en μm et T_e en eV.

De même, le calcul de l'absorption d'une onde en incidence normale se propageant jusqu'à la densité $n_e = \beta n_c$, conduit à l'expression :

$$A_{bi}\,(\beta n_c) = 1 - \exp\left[-\frac{4}{3}\, 10^{-4}\, \alpha L_{(\mu m)}\,.\,F(\beta)\right] \qquad \text{(I-14)}$$

avec $F(\beta) = 1 - (1-\beta)^{1/2}\,(\frac{\beta}{2} + 1)$ (I-15)

La fonction $F(\beta)$ est très proche de $G(\beta)$ comme le montre la figure I-2, et les conclusions obtenues dans le cas d'un gradient de densité linéaire sont également valables ici.

c) Ordres de grandeur

Les expressions (I-9) et (I-13) montrent que l'absorption collisionnelle est d'autant plus efficace que la longueur d'onde du laser est courte, que le numéro de charge de la cible est élevé, que la longueur caractéristique du gradient de densité est grande et que la température

électronique est faible. Les absorptions calculées par ces deux formules conduisent à des valeurs très proches ; dans le cas du profil exponentiel les absorptions sont légèrement supérieures, mais la variation relative entre les deux types de profil est faible, inférieure à 15 %.

La figure I-4 représente les absorptions calculées, dans le cas

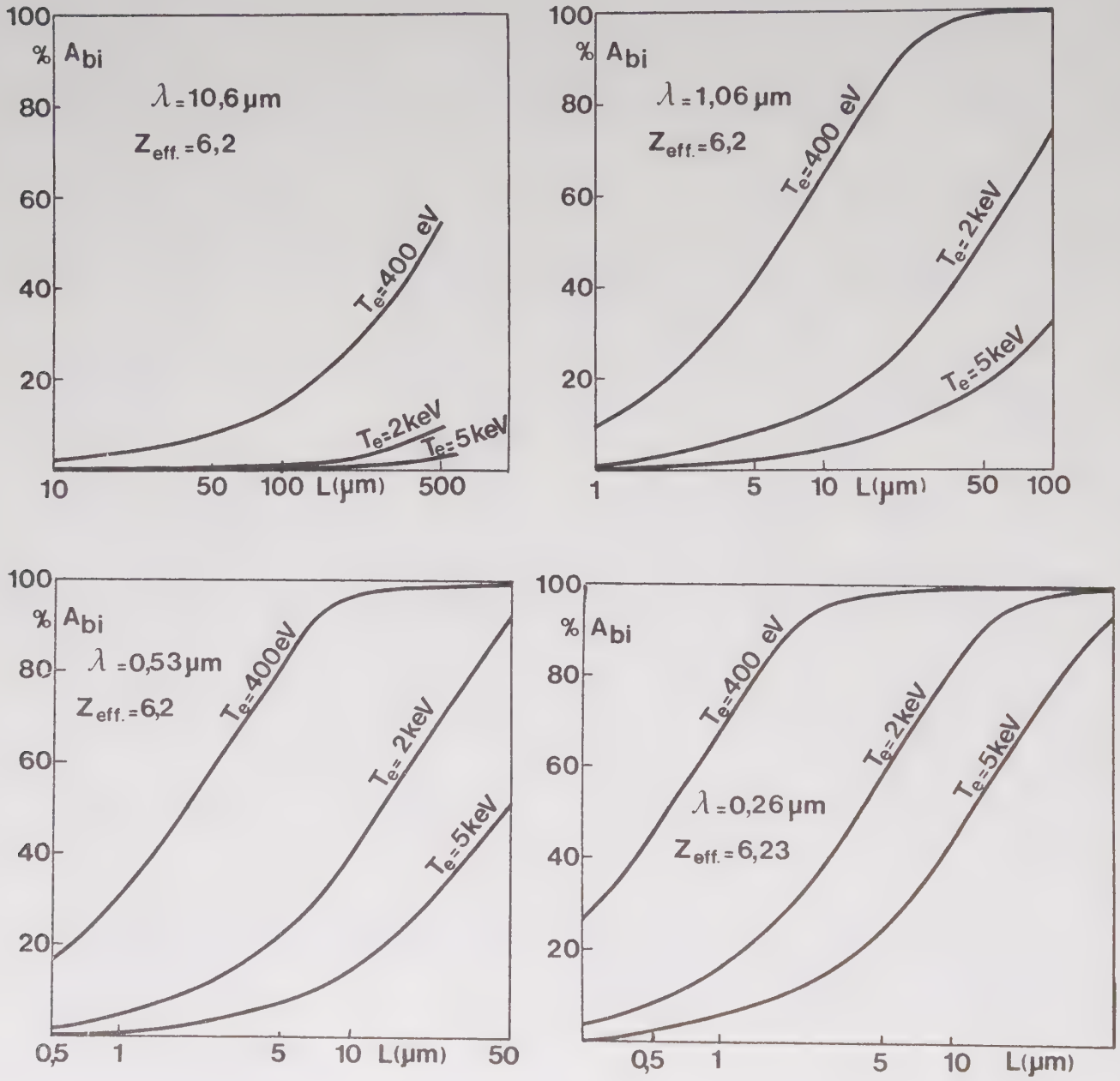


Figure I-4 : Taux d'absorption collisionnelle en fonction de la longueur caractéristique du gradient de densité dans un profil exponentiel. Les différentes figures correspondent à quatre longueurs d'onde laser : 10,6 µm - 1,06 µm - 0,53 µm - 0,26 µm

d'un profil de densité exponentiel, pour une incidence normale et pour une cible de $Z_{eff} = 6,2$, en fonction de la longueur caractéristique du gradient de densité et pour différentes valeurs de la température électronique. Nous avons effectué ces calculs pour quatre longueurs d'onde laser (10,6 µm, 1,06 µm, 0,53 µm et 0,26 µm) et pour des domaines de L et T_e correspondant à peu près à ceux de nos expériences (cf. Chapitres III et IV).Ces courbes nous donnent des valeurs approchées de l'efficacité de l'absorption collisionnelle lorsque les effets non linéaires sont négligés, c'est-à-dire pour des flux tels que $I\lambda^2 < 10^{13}$ W µm^2/cm^2 ; elles montrent que :

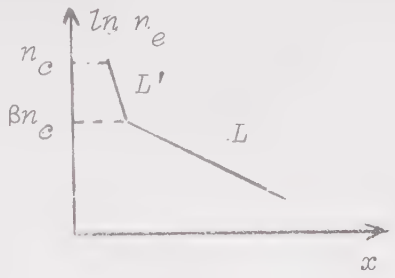
- A 10,6 µm, l'absorption collisionnelle reste toujours à un niveau très faible pour des flux supérieurs à $\sim 10^{10}$ W/cm^2.

- A 1,06 µm, en impulsions courtes ($\sim$ 100 ps) pour lesquelles les valeurs de L sont inférieures ou égales à 10 µm, l'absorption collisionnelle contribue peu, excepté pour les faibles valeurs de la température ($T_e \leqslant 400$ eV), c'est-à-dire à faible flux ($I < 10^{12}$ W/cm^2) ; par contre, en impulsions longues, ($L \sim 50$ µm), elle peut être un peu plus efficace.

- A 0,53 µm et de façon encore plus marquée à 0,26 µm, nous voyons que l'absorption collisionnelle peut contribuer de façon beaucoup plus importante et atteindre des valeurs élevées, même à haut flux.

I-1.3 EFFET DU RAIDISSEMENT DU PROFIL DE DENSITE

Les modifications de l'absorption collisionnelle par le raidissement du profil de densité au voisinage de la couche critique peuvent être calculées analytiquement en modélisant ce dernier par deux fonctions exponentielles de longueurs caractéristiques de gradient différentes de par et d'autre d'un point de rupture de densité $n_e = \beta n_c$ (L vers les basses densités et L' vers les hautes densités). Différents modèles théoriques [4] permettent de déterminer la densité du point de rupture et montrent que dans la partie raide, la longueur caractéristique du gradient de densité est de l'ordre de la longueur d'onde du laser.



Le profil de densité est donné par :

$$\begin{cases} \dfrac{n_e}{n_c} = \exp\left(-\dfrac{x}{L}\right) & \text{pour } x \in [-L \ln\beta, +\infty] \\ \dfrac{n_e}{n_c} = \exp\left[-\dfrac{x + (L'-L)\ln\beta}{L'}\right] & \text{pour } x \in [(L'-L)\ln\beta, -L\ln\beta] \end{cases}$$

et l'absorption en incidence normale par

$$A = 1 - \exp\left\{-2\alpha\left[\int_{\infty}^{-L\ln\beta} \frac{\exp\left(-\frac{2x}{L}\right)}{\left[1-\exp\left(-\frac{x}{L}\right)\right]^{1/2}}(-dx) + \int_{-L\ln\beta}^{(L'-L)\ln\beta} \frac{\exp\left[2\left(-x+\frac{(L'-L)}{L'}\ln\beta\right)\right]}{\left[1-\exp\left(\frac{-x+(L'-L)\ln\beta}{L'}\right)\right]}(-dx)\right]\right\}$$

Ces deux intégrales se résolvent avec les changements de variable respectifs : $t^2 = 1 - \exp\left(-\frac{x}{L}\right)$ et

$$u^2 = 1 - \exp\left(\frac{-x + (L'-L)\ln\beta}{L'}\right)$$

L'absorption se met ainsi sous la forme

$$A_{bi}(\beta) = 1 - \exp\left\{-\frac{8}{3}\,10^{-4}\,\alpha\left[L_{(\mu m)}\,.\,F(\beta) + L'_{(\mu m)}\,(1-F(\beta))\right]\right\} \quad \text{(I-16)}$$

dans laquelle L et L' sont en μm, F(β) est donnée par (I-15) et α par (I-7).

$$\Leftrightarrow A_{bi} = 1 - \exp\left\{-30{,}7\,\frac{Z_{eff}\,.\,\ln\Lambda}{\lambda^2_{(\mu m)}\;T^{3/2}_{e(eV)}}\left[L_{(\mu m)}\,.\,F(\beta) + L'_{(\mu m)}\,(1-F(\beta))\right]\right\} \quad \text{(I-17)}$$

β	0	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	1
F(β)	0	0,02	0,04	0,07	0,12	0,18	0,26	0,37	0,54	0,67	1

En prenant $\beta = 1$ dans (I-16), on retrouve l'expression (I-12) et en prenant $L' = 0$, c'est-à-dire un gradient infiniment raide dans la zone critique, on retrouve (I-14) pour le trajet aller-retour du rayon.

La formule (I-17) nous permet, d'une façon générale, de calculer l'absorption dans les deux parties du profil de densité ; les deux régions contribuent de façon à peu près équivalente lorsque $\frac{L}{L'} = \frac{1 - F(\beta)}{F(\beta)}$. Elle nous permet également de voir l'influence du raidissement du gradient de densité sur l'absorption ; à titre d'exemple, la figure I-5 représente l'absorption en fonction de la longueur du gradient dans le plasma sous dense, à 1,06 µm, pour une température électronique de 1 keV et une cible de Z = 6,2 ; les différentes courbes correspondent à $\beta = 1$, 0,8, 0,5 et $L' = \lambda$. Nous observons par exemple que, pour L = 10 µm, l'absorption décroît de 29 % à 16 % et 6 % lorsque le gradient est raidi respectivement à partir de 0,8 n_c et 0,5 n_c

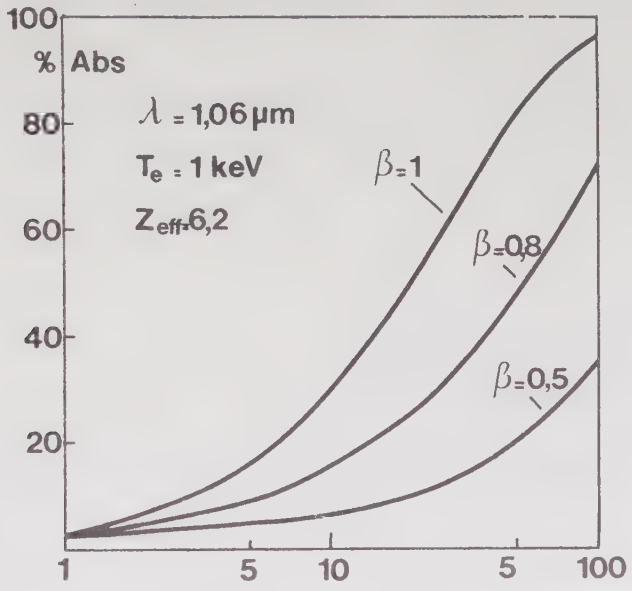
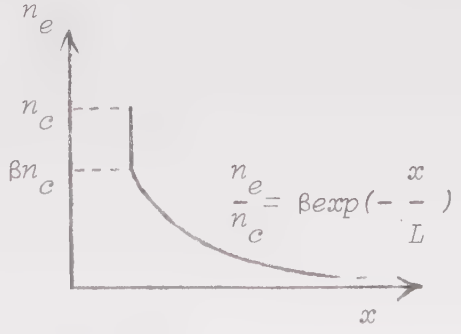


Figure I-5 : Effet du raidissement du gradient de densité sur l'absorption collisionnelle

De même, les formules (I-10) et (I-14) nous permettent d'étudier l'effet du raidissement du gradient de densité lorsque celui-ci est infiniment raide au voisinage de la densité critique. Cet effet est illustré par la figure (I-3).



Le raidissement du gradient de densité réduit donc de façon importante l'efficacité du bremssthralung inverse à haut flux.

I-1.4 BREMSSTHRALUNG INVERSE NON LINEAIRE

A haut flux, différents processus non linéaires peuvent réduire l'efficacité de l'absorption collisionnelle.

a) Le premier processus, proposé par V.P. Silin [5] en 1965, montre que la fréquence de collision coulombienne électron-ion est modifiée par l'oscillation cohérente des électrons dans le champ électrique de l'onde incidente (E_0). Il convient alors de remplacer la vitesse moyenne des électrons v_{te} par une vitesse effective v_{eff} donnée par

$$v_{eff}^2 = v_{te}^2 + \left(\frac{e E_0}{m_e \omega_0}\right)^2$$

Le calcul du coefficient d'absorption suppose comme en I-1.1 que la fonction de distribution des électrons reste "maxwellienne", et conduit à l'expression

$$K'_{(\text{non linéaire})} = \frac{K_{bi}}{1 + \frac{3}{2}\left(\frac{e E_0}{m \omega_0 v_{te}}\right)^2} \qquad \text{(I-18)}$$

Cet effet est également discuté dans les références [6] et [7].

b) Une autre modification non linéaire du bremssthralung inverse a récemment été discutée par B. Langdon [8], et provient du fait que la fonction de distribution des électrons peut être assez éloignée d'une "maxwellienne", à haute intensité. Cet effet a lieu lorsque le temps de relaxation des électrons vers une "maxwellienne" est supérieur au temps de transfert de l'énergie de l'onde incidente aux électrons :

$$\Leftrightarrow \nu_{ei}\, v_{os}^2 > \nu_{ee}\, v_{te}^2$$

où ν_{ei} et ν_{ee} sont les fréquences de collisions électron-ion et électron-électron $\left(\frac{\nu_{ee}}{\nu_{ei}} \sim \frac{1}{Z}\right)$.

$$\Leftrightarrow Z \left(\frac{v_{os}}{v_{te}}\right)^2 > 1 \qquad \text{(I-19)}$$

$$\Leftrightarrow 4.10^{-13}\ Z \frac{I \lambda^2}{T_e} > 1 \qquad \text{(I-20)}$$

où I est en W/cm^2, λ en μm et T_e en eV.

Dans ces conditions, le nombre d'électrons capables d'absorber de l'énergie par ce processus, c'est-à-dire ceux dont les vitesses sont faibles par rapport à v_{te}, est diminué. Il en résulte une réduction du coefficient d'absorption qui peut atteindre un facteur 2.

En fait, l'application numérique de la formule (I-20) montre que cet effet n'intervient pas dans nos expériences à 0,53 µm et à 0,26 µm pour les flux utilisés. En effet, pour Z = 4,5 :

$$\lambda = 0{,}53\ \mu m \text{ et } I = 1{,}3.10^{15}\ W/cm^2 \rightarrow T_e \sim 2\ keV \quad \rightarrow Z \left(\frac{v_{os}}{v_{te}}\right)^2 = 0{,}33$$

$$\lambda = 0{,}26\ \mu m \text{ et } I = 2{,}7.10^{14}\ W/cm^2 \rightarrow T_e \sim 0{,}88\ keV \rightarrow Z \left(\frac{v_{os}}{v_{te}}\right)^2 = 0{,}04$$

Par contre à 1,06 µm, pour $I = 1{,}3.10^{15}\ W/cm^2$, $T_e \sim 2{,}2$ keV → $Z \left(\frac{v_{os}}{v_{te}}\right)^2 \sim 1$, cet effet pourrait intervenir, mais nous verrons que, de toutes façons, l'absorption collisionnelle classique est à peu près négligeable pour de tels flux à 1,06 µm.

I-1.5 CONCLUSION

Les expressions de l'absorption par bremssthralung inverse que nous avons obtenues dans les paragraphes précédents montrent que l'efficacité de ce processus est augmentée par les températures électroniques faibles, les densités électroniques élevées, les cibles de fort Z et les longueurs caractéristiques de gradient de densité de grande dimension. Il est très sensible aux modifications du profil de densité au voisinage de la couche critique. A haut flux, des effets non linéaires peuvent réduire son efficacité, mais il semble que ceux-ci interviennent peu dans nos domaines d'expérience. A partir de ces résultats, nous avons effectué différents

calculs d'absorption par ce processus : en fonction de la géométrie de l'interaction et compte-tenu de la réfraction au paragraphe I-2, et dans un modèle de plasma en expansion isotherme au Chapitre IV.

I-2 CALCUL DE LA REFRACTION ET DE L'ABSORPTION COLLISIONNELLE DANS UN PLASMA DE STRUCTURE DONNEE

Dans les expériences d'interaction laser-cible, la réfraction joue un rôle important. Il est nécessaire de pouvoir évaluer les pertes qui lui sont dues. Il est également nécessaire de pouvoir prédire la répartition en densité du dépôt d'énergie et la symétrie de ce dépôt dans les expériences d'implosion où la symétrie sphérique est imparfaite.

Dans ce but, nous avons mis au point un programme de calcul de la réfraction et de l'absorption collisionnelle dans un plasma bidimensionnel de densité électronique $n_e(\vec{r})$ et de température électronique $T_e(\vec{r})$. Ce calcul est basé sur l'approximation de l'optique géométrique pour la propagation et l'absorption des rayons lumineux.

La géométrie de l'interaction : ouverture et focalisation du faisceau, ainsi que la forme du plasma (sphérique, plane, ou autre ...) sont des paramètres du problème.

I-2.1 DESCRIPTION DU MODELE

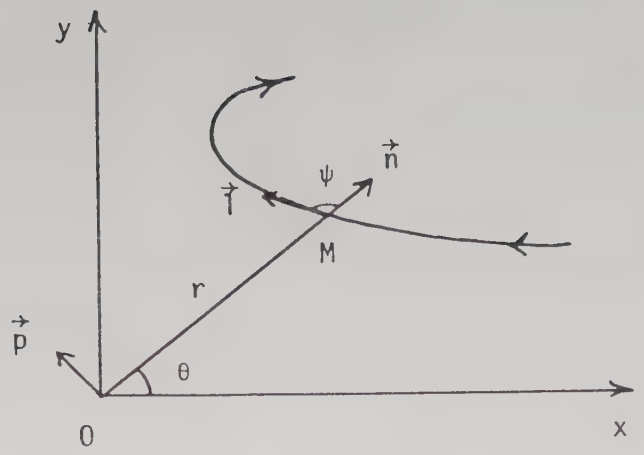
a) Equations de propagation

Le point de départ est donné par les équations générales de propagation dans un milieu d'indice de réfraction N :

$$\frac{d\vec{r}}{d\ell} = \vec{\ell} \qquad \text{(I-21)}$$

$$\frac{d\vec{\ell}}{d\ell} = \frac{1}{N}\left[\vec{\nabla}N - \vec{\ell}\,(\vec{\ell}\,.\,\vec{\nabla}N)\right] \Leftrightarrow \frac{dN\vec{\ell}}{d\ell} = \vec{\nabla}N \qquad \text{(I-22)}$$

Les notations sont indiquées sur le schéma suivant : le point M est repéré par ses coordonnées polaires (r,θ) ; $\vec{n}$ est le vecteur unitaire sur $\vec{OM}$.



$\vec{OM} = r\vec{n}$; $\|\vec{n}\| = 1$, ℓ est l'abscisse curviligne et $\vec{\ell}$ est le vecteur unitaire de la tangente à la courbe $\|\vec{\ell}\| = 1$.

Avec une paramétrisation du rayon $\ell(t)$, le système (I-21) - (I-22) devient :

$$\begin{cases} \dfrac{d\vec{r}}{dt} = \vec{\ell}\,\dfrac{d\ell}{dt} = \|\vec{v}\|\,\vec{\ell} & \text{(I-23)} \\ \dfrac{dN\vec{\ell}}{dt} = \dfrac{d\ell}{dt}\,\vec{\nabla}N = \|\vec{v}\|\,\vec{\nabla}N & \text{(I-24)} \end{cases}$$

avec $\vec{v} = \dfrac{d\ell}{dt}\,\vec{\ell}$.

Il est intéressant de choisir une paramétrisation telle que :

$$\boxed{\frac{d\ell}{dt} = N} \quad \Leftrightarrow \quad d\ell = N\,dt$$

Ce choix permet d'obtenir, pour une variation dt constante, une variation de l'abscisse curviligne $d\ell$ de plus en plus faible lorsque le point se rapproche de la densité critique (n_c) pour laquelle l'indice de réfraction tend vers 0. L'indice de réfraction N est relié à la densité électronique n_e du plasma par

$$N = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}$$

Le système (I-23) - (I-24) s'écrit ainsi :

$$\begin{cases} \dfrac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} & \text{(I-25)} \\ \dfrac{d\vec{v}}{dt} = N\,\vec{\nabla}N = \dfrac{1}{2}\,\vec{\nabla}\varepsilon & \text{(I-26)} \end{cases}$$

en introduisant la constante diélectrique du plasma

$$\varepsilon = N^2 = 1 - \frac{n_e}{n_c}$$

Ces équations (I-25) - (I-26) sont analogues à celles du mouvement d'une particule de masse m = 1, de vitesse initiale dans le vide égale à 1, dans un potentiel $\Phi = -\dfrac{\varepsilon}{2}$.

Il est possible de résoudre le système sous cette forme, mais afin de simplifier nous avons choisi le cas où ε ne dépend que de r et le système devient :

$$\boxed{\begin{array}{ll} \dfrac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} & \text{(I-27)} \\ \dfrac{d\vec{v}}{dt} = \dfrac{1}{2}\,\dfrac{d\varepsilon}{dr}\,\vec{n} & \text{(I-28)} \end{array}}$$

Nous avons résolu numériquement ces équations pour le cas d'un profil de densité de la forme :

$$n_e = n_c \exp -\left(\frac{r - R_c}{L}\right)$$

R_c est le rayon de la couche critique et L est la longueur caractéristique du gradient de densité :

$$\varepsilon = 1 - \frac{n_e}{n_c} \Rightarrow \text{(I-29)} \quad \boxed{\frac{d\varepsilon}{dr} = -\frac{1}{L}\exp -\left(\frac{r - R_c}{L}\right)}$$

Remarque

En projetant les équations (I-27) et (I-28) sur les axes $\vec{n}$ et $\vec{p}$ ($\vec{p}$ est le vecteur unitaire perpendiculaire à $\vec{n}$) liés au point, on obtient :

$$(\text{I-27}) \Rightarrow \begin{cases} \dfrac{dr}{dt} = N \cos \psi \\ r \dfrac{d\theta}{dt} = N \sin \psi \end{cases}$$

$$(\text{I-28}) \Rightarrow r^2 \frac{d\theta}{dt} = \text{constante} \Bigg\} \; Nr \sin \psi = \text{constante}$$

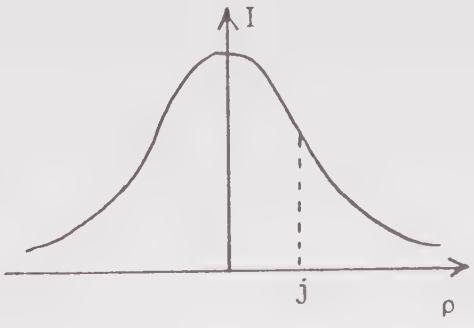
qui nous permet de retrouver ainsi la loi de Descartes sous sa forme habituelle.

b) Répartition de l'énergie dans le faisceau incident

Le faisceau laser est décrit par un nombre n de rayons indépendants et transportant chacun une fraction $\frac{1}{n}$ de l'énergie totale incidente. C'est le choix des ordonnées (ou distance à l'axe du faisceau) des différents rayons dans le plan de coupe du faisceau qui détermine la répartition de l'énergie dans le faisceau.

Nous avons choisi une répartition d'énergie gaussienne, de la forme :

$$I(\rho) = \frac{I_0}{\pi \rho_0^2} e^{-\left(\frac{\rho^2}{\rho_0^2}\right)}$$



correspondant à une intensité totale incidente I_0 ; ρ est la distance à l'axe du faisceau.

L'énergie contenue dans un cercle de rayon ρ_j est :

$$I_j = \int_0^{\rho_j} I(\rho)\, 2\pi\rho\, d\rho = I_0 \left[1 - e^{-\frac{\rho_j^2}{\rho_0^2}}\right] = \frac{j - \frac{1}{2}}{n} I_0$$

D'où :

$$\boxed{\rho_j = \rho_0 \sqrt{\text{Log}\, \frac{n}{n - j + \frac{1}{2}}}}$$

Remarque

Dans certains cas, il peut être intéressant de prendre un faisceau homogène en énergie, ce qui conduit à :

$$\rho_j = \sqrt{\frac{j - \frac{1}{2}}{n}}\, \rho_0$$

c) Géométrie et paramètres du problème

1. Géométrie du plasma

Le plasma est stationnaire ; sa forme et ses paramètres caractéristiques sont choisis comme point de départ. Nous avons utilisé deux géométries de plasma : plan et sphérique pour lesquelles les profils de densité électronique sont donnés respectivement par :

$$\frac{n_e}{n_c} = e^{-\left(\frac{x - x_c}{L}\right)} \quad \text{et} \quad \frac{n_e}{n_c} = e^{-\left(\frac{r - R_c}{L}\right)}$$

Dans ce dernier cas, R_c est un paramètre qui caractérise la dimension de la cible (rayon critique).

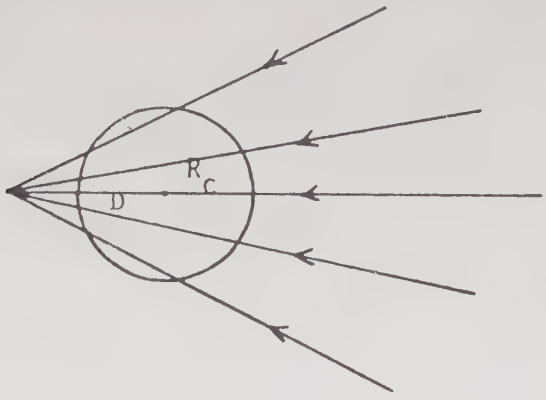
Les grandeurs caractéristiques du plasma L (longueur caractéristique du gradient de densité) et T_e (température électronique de la couronne) sont choisies à partir des valeurs de ces paramètres obtenues au

maximum de l'impulsion laser dans une simulation numérique Lagrangienne à une dimension utilisant le code FILM. Différents couples de valeurs (L, T_e) sont utilisés selon la longueur d'onde du laser, la durée de l'impulsion et le flux incident.

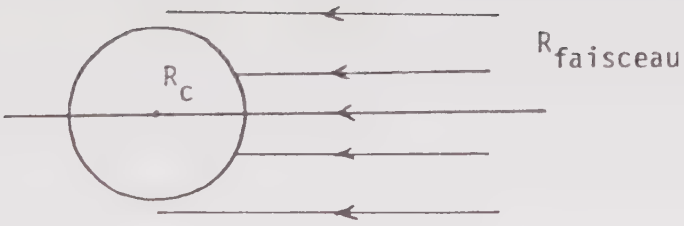
2. Géométrie du faisceau laser incident

Nous avons étudié trois types de géométrie :

- Faisceau convergent en un point : il est caractérisé par l'ouverture de la lentille et le rapport entre la distance du point de focalisation au centre de la cible et le rayon de la cible.



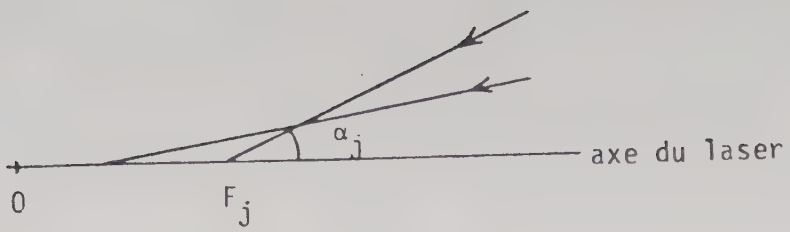
- Onde plane :



Le paramètre est le rapport du rayon de la cible au rayon du faisceau.

- Faisceau convergent avec des aberrations sphériques longitudinales.

Le point de focalisation des différents rayons hors-axe dépend du carré de leur ouverture ; si 0 est le foyer de la lentille, le rayon j converge au point F_j tel que $OF_j \sim \alpha_j^2$.



Les paramètres sont la distance focale et l'ouverture de la lentille, ainsi que la longueur maximale de l'aberration longitudinale, c'est-à-dire celle qui est obtenue pour le rayon le plus ouvert du faisceau. Ces paramètres étant définis, il est possible de déterminer le rayon du cercle de moindre confusion dans lequel convergent tous les rayons et donc de choisir un rayon de cible par rapport à celui-ci, de telle sorte que la cible intercepte une fraction donnée de l'énergie incidente.

d) Calcul du dépôt d'énergie par bremssthralung inverse (B.I.)

L'absorption (A) par BI est calculée le long de la trajectoire de chaque rayon au moyen du coefficient d'absorption classique (cf. formule I-2).

$$A = 1 - \exp\left(- \int_{(\text{trajectoire})} K_{bi}\, N dt\right)$$

L'absorption totale correspond à la somme des absorptions sur les n rayons. Les cibles utilisées sont en terphane ($C_{10}H_8O_4$) pour lesquelles

$$\frac{<Z^2>}{<Z>} = 6{,}23$$

Le calcul de la répartition de l'énergie absorbée par tranche de densité du plasma comprise entre αn_c et $(\alpha + 0{,}1)n_c$, avec α variant entre 0 et 0,9, peut également être effectué et permet de déterminer les zones de densité où l'énergie est effectivement déposée.

Le diagramme angulaire de l'énergie réfléchie peut également être tracé ; il est possible de distinguer la réfraction et la rétrodiffusion en définissant un angle solide correspondant à l'ouverture de la lentille de focalisation ; la somme des contributions des différents rayons réfléchis dans cet angle solide correspond à la rétrodiffusion.

Nous avons utilisé ce modèle pour étudier les problèmes suivants :

- Effet de la focalisation sur l'absorption et sur la localisation de l'énergie déposée dans le cas d'un faisceau laser convergent et d'une cible sphérique. Nous avons étudié le cas d'un faisceau convergent avec et sans aberrations sphériques, et pour deux longueurs d'onde du laser : $\lambda = 0,53$ µm et $\lambda = 0,26$ µm.

- Effet de la dimension des cibles sur l'absorption et la réfraction en fonction du flux incident à 0,53 µm lorsque le faisceau incident est une onde plane.

I-2.2 RESULTATS

a) Etude de l'absorption en fonction de la focalisation pour un faisceau convergent en un point

La géométrie est la suivante : le faisceau laser incident a une ouverture f/1 et converge en un point, à la distance D du centre de la cible. La cible est une sphère de rayon $R_c = 50$ µm. Les paramètres du plasma dépendent de la longueur d'onde λ du laser, de la durée de l'impulsion τ et du flux incident Φ.

1. $\lambda = 0,53$ µm ; $\tau = 80$ ps ; $\Phi = 1,3.10^{15}$ W/cm^2

Une simulation numérique utilisant FILM en transport non inhibé conduit aux valeurs suivantes de longueur caractéristique du gradient de densité L et de température électronique T_e : L = 13 µm ; $T_e = 1,95$ keV.

La figure I-6 représente le tracé des rayons pour différentes valeurs de la focalisation D = 200 µm, D = 100 µm, D = 50 µm et D = -100 µm ; la valeur notée sur chaque rayon indique le taux d'absorption pour ce rayon. Le cercle en trait plein représente la densité critique n_c et le cercle en pointillé la densité $n_c/10$. La figure I-7 représente les diagrammes de la répartition du dépôt d'énergie en densité correspondants. Les variations de l'absorption, et de la rétrodiffusion dans un angle solide d'ouverture 25°, sont portées sur la figure I-8.

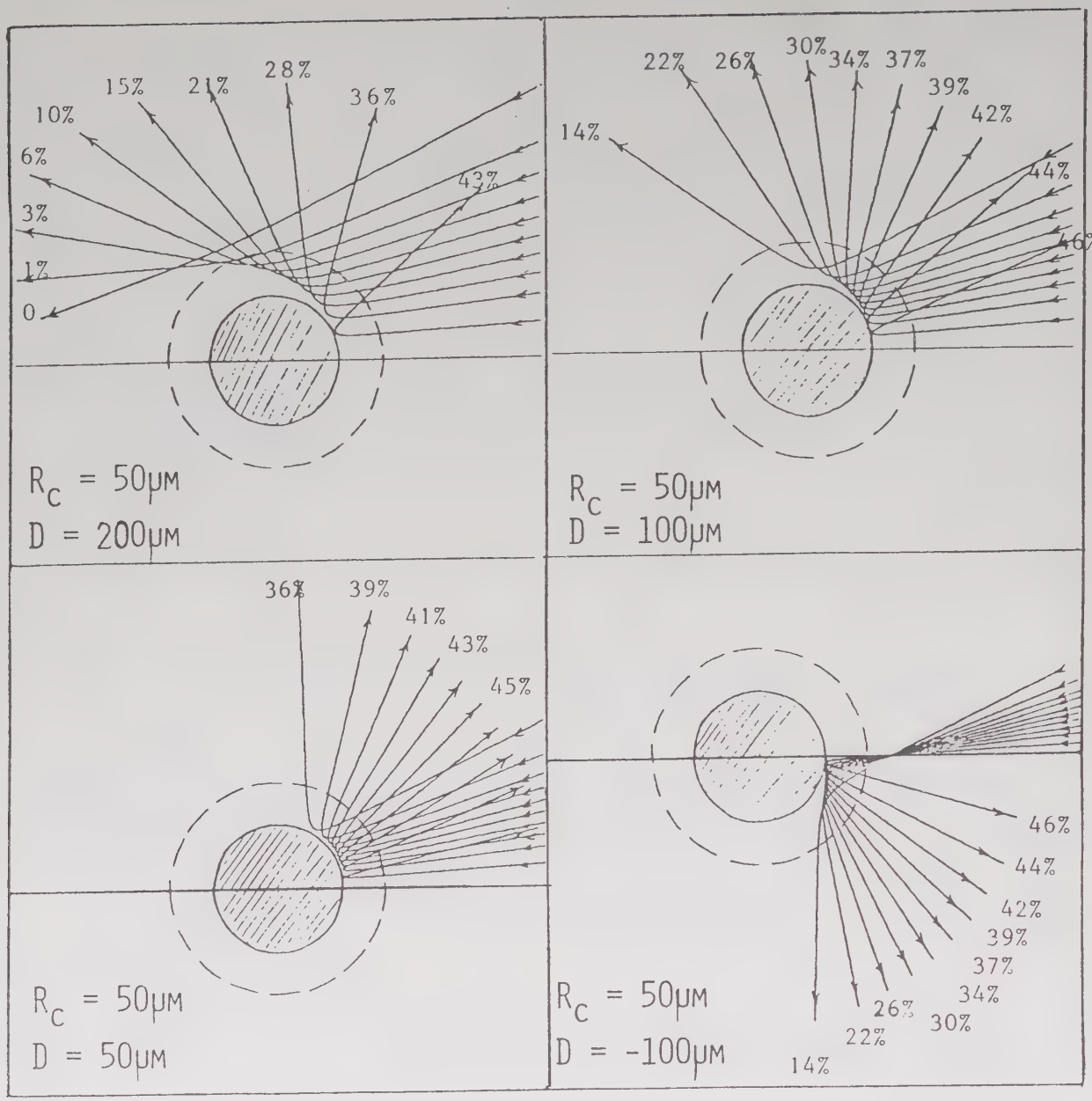


Figure I-6 : Tracé des rayons dans le cas d'un faisceau convergent et d'une cible sphérique, pour différentes positions de la cible par rapport au foyer de la lentille

Ces courbes ne tiennent compte que des effets de géométrie, c'est-à-dire d'angle d'incidence sur la cible, puisque les caractéristiques du plasma L et T_e ne sont pas modifiées pour les différentes focalisations. Si on tient compte des effets de flux incident correspondant aux variations de surface éclairée, les variations de l'absorption avec la focalisation sont légèrement moins fortes. En fait, dans le cas des micro-billes, les modifications de l'absorption lorsque la cible est éloignée du foyer sont dominées par l'augmentation de l'énergie non interceptée par les zones de plasma de densité proche de la densité critique. Ces courbes nous donnent ainsi une bonne idée de la décroissance d'origine géométrique de l'absorption lorsque le faisceau

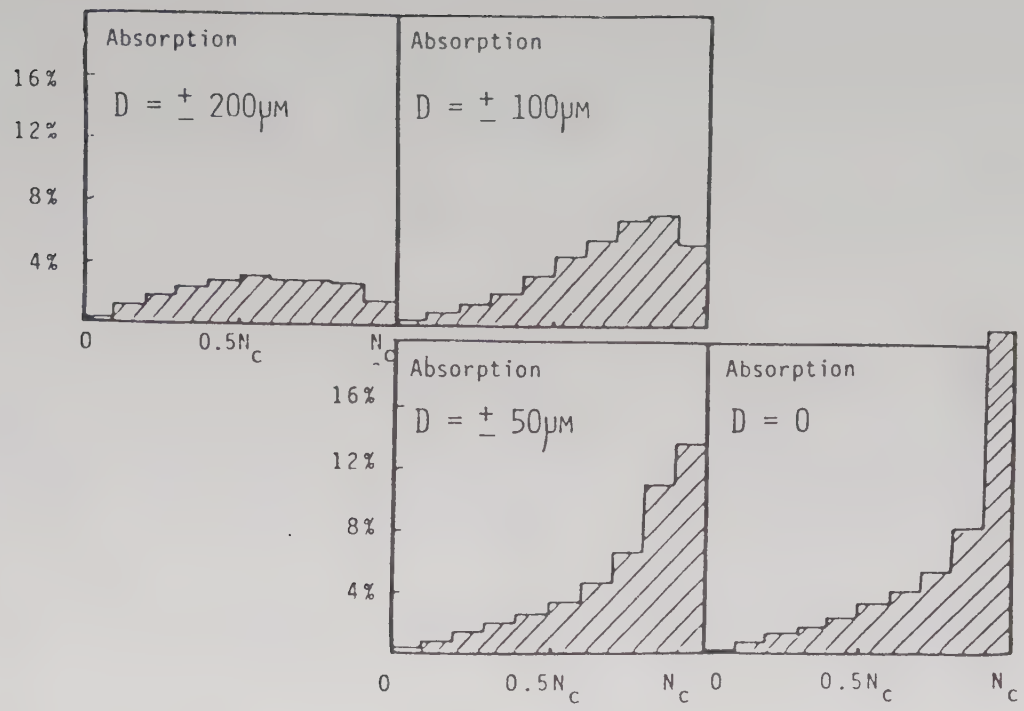


Figure I-7 : Répartition du dépôt d'énergie en fonction de la densité dans le plasma (λ = 0,53 µm ; Φ = 1,3.10^{15} W/cm^2)

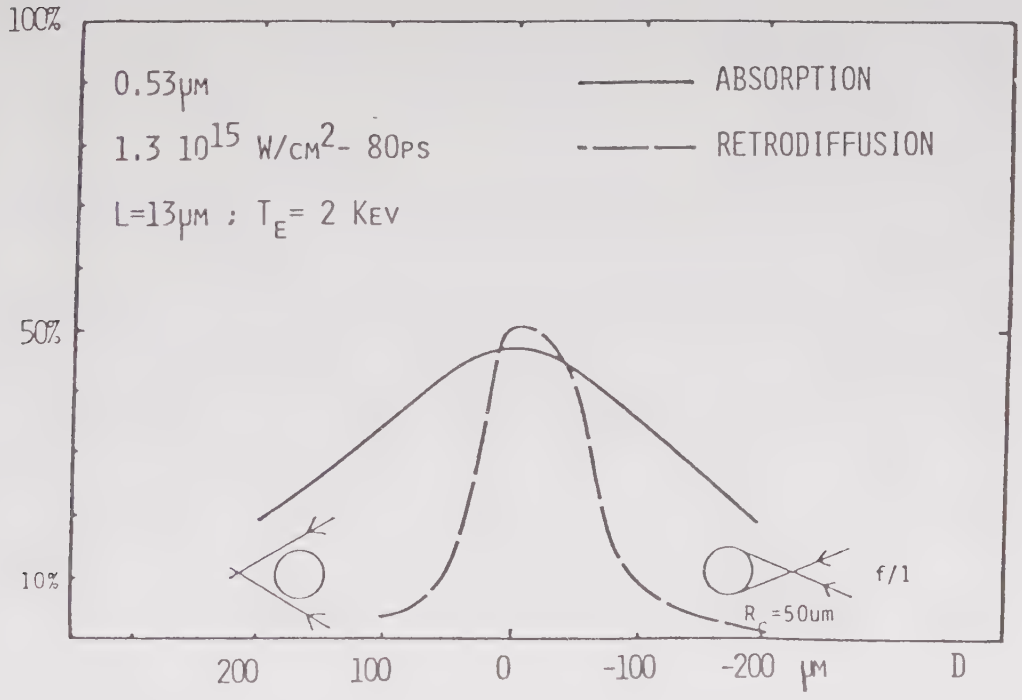


Figure I-8 : Evolution de l'absorption et de la rétrodiffusion en fonction de la focalisation, à 0,53 µm

est défocalisé par rapport au centre de la cible (ce qui correspond à un éclairement plus homogène). Une illustration de cet effet est donnée au paragraphe III-10.

Ceci est l'occasion de faire une remarque sur la différence de l'effet de la focalisation sur l'absorption dans le cas des cibles planes de dimension longitudinale étendue, telles que celles que nous utilisons dans les expériences du Chapitre III. Dans ce cas, le faisceau laser est toujours intercepté par la cible quelle que soit la position du foyer de la lentille par rapport à cette dernière. L'effet de défocalisation se traduit donc principalement par un effet de changement du flux incident. Dans la mesure où celui-ci joue un rôle sur l'absorption, c'est-à-dire dans les cas où l'absorption collisionnelle représente une partie non négligeable de l'absorption, la défocalisation provoque une augmentation de l'absorption. Nous verrons des exemples de ces phénomènes en III-4.2 et en III-5.2. L'évolution de l'absorption en fonction de la focalisation présente donc deux comportements opposés suivant l'étendue de la cible.

De même, l'énergie réfléchie dans l'optique de collimation a des comportements différents suivant la géométrie du plasma. En géométrie sphérique, quel que soit le flux, les rayons ne peuvent être collectés dans l'optique de focalisation que lorsque le foyer se trouve au centre ou à une distance de celui-ci inférieure à deux fois le rayon de la cible,en avant de celle-ci. Il en résulte une dépendance très marquée du taux de rétrodiffusion en fonction de la focalisation et celui-ci présente un maximum étroit lorsque la cible est au foyer de la lentille, comme nous le montre la figure I-8. Par contre, en géométrie plane, la trajectoire des rayons est peu modifiée lorsque la cible est déplacée par rapport au foyer. Le taux de rétrodiffusion est donc relativement constant quelle que soit la position de la cible au voisinage du foyer. Nous avons observé ces deux effets liés à la géométrie du plasma, plan ou sphérique, lors de l'utilisation d'impulsions respectivement courtes et longues sur des cibles planes (cf. III-4.2 et III-5.2) ainsi que sur des cibles sphériques (cf. III-10).

Ces remarques montrent, que dans le cas sphérique, la focalisation joue un rôle important sur le taux de rétrodiffusion par un effet purement géométrique et qu'en conséquence il est nécessaire de prendre des précautions lors de l'interprétation des expériences sur l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin stimulée. Un tel modèle peut aider à différencier les contributions dues à la réflexion dans la lentille de focalisation associée à cette instabilité, ou bien à des facteurs purement géométriques.

Un deuxième point intéressant concerne les variations de la répartition en zones de densité de l'absorption pour les différentes focalisations : la plus grande partie de l'énergie est déposée au voisinage de la couche critique lorsque d = 0, mais elle se répartit dans tout le plasma sous-critique lorsque $|D| > 2\ R_c$.

2. $\lambda = 0{,}26\ \mu m$; $\tau = 60$ ps ; $\Phi = 5.10^{15}\ W/cm^2$

Afin de voir l'effet de la longueur d'onde dans ce modèle, nous avons effectué les mêmes calculs que précédemment à $\lambda = 0{,}26\ \mu m$ en impulsion courte. Pour un flux de l'ordre de $10^{15}\ W/cm^2$, les caractéristiques du plasma obtenues dans FILM sont $L = 8\ \mu m$ et $T_e = 1{,}5$ keV. Les diagrammes de tracé de rayons sont très semblables aux précédents et nous ne présentons que les courbes de variation de l'absorption et de la rétrodiffusion en fonction de la focalisation ainsi que les répartitions de l'énergie absorbée dans le plasma correspondantes (figure I-9). Nous obtenons des comportements tout à fait semblables aux précédents avec une absorption beaucoup plus élevée et il est intéressant de noter qu'elle est diminuée de moitié pour une variation de la focalisation égale à quatre fois le rayon de la cible.

3. Effet des aberrations sphériques

Dans la réalité, le faisceau laser ne converge pas en un point, mais son énergie se répartit dans la tache focale suivant des lois variables selon la nature de la lentille. En particulier dans le cas d'une lentille formée de deux dioptres sphériques, les différents rayons constituant le faisceau convergent en des points de plus en plus distants du foyer lorsqu'ils sont plus éloignés de l'axe. Le tracé de la convergence d'un tel faisceau est représenté sur la figure I-10. Il est possible de déterminer à partir d'un tel schéma les plus petits diamètres des taches dans lesquelles une fraction déterminée de l'énergie incidente est déposée en fonction de la longueur maximale de l'aberration longitudinale.

Afin d'étudier l'influence de cet effet, nous avons repris le cas précédent ($\lambda = 0{,}26\ \mu m$, $\tau = 60$ ps ; $\Phi = 10^{15}\ W/cm^2$), compte-tenu de cette géométrie du faisceau.

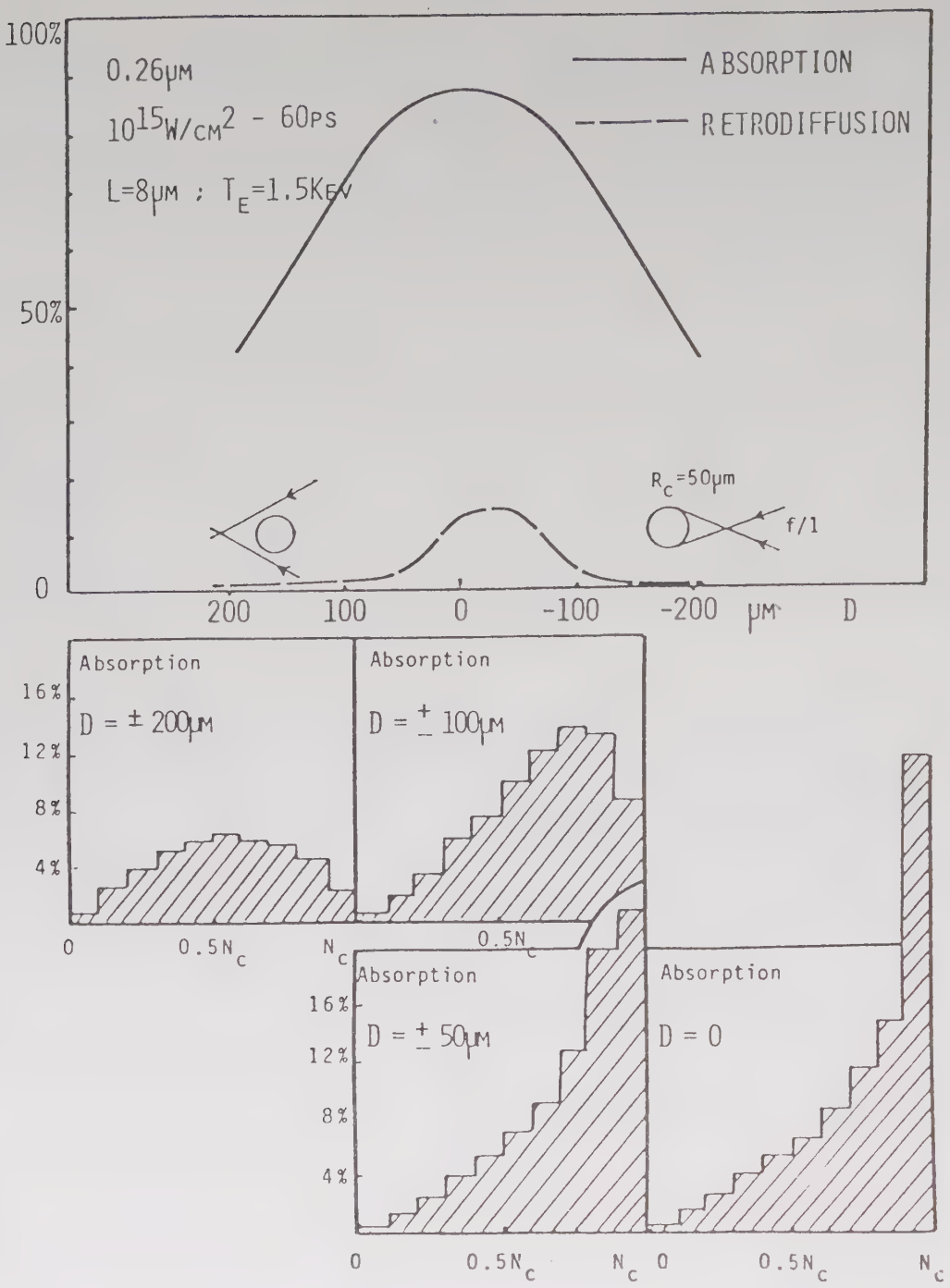


Figure I-9 : Evolution de l'absorption, de la rétrodiffusion et de la répartition du dépôt d'énergie en densité en fonction de la focalisation à 0,26 µm

Les diagrammes de tracé des rayons sont alors beaucoup plus compliqués car les rayons se croisent au niveau de la cible et nous n'en présentons qu'un exemple sur la figure I-11. Dans ce cas, la lentille a une ouverture f/1, la longueur maximale d'aberration est 600 µm, et le rayon le plus ouvert est focalisé 200 µm en avant du centre de la bille. Le rayon de la bille (65 µm) est choisi de telle sorte qu'elle intercepte 90 % de l'énergie du faisceau incident.

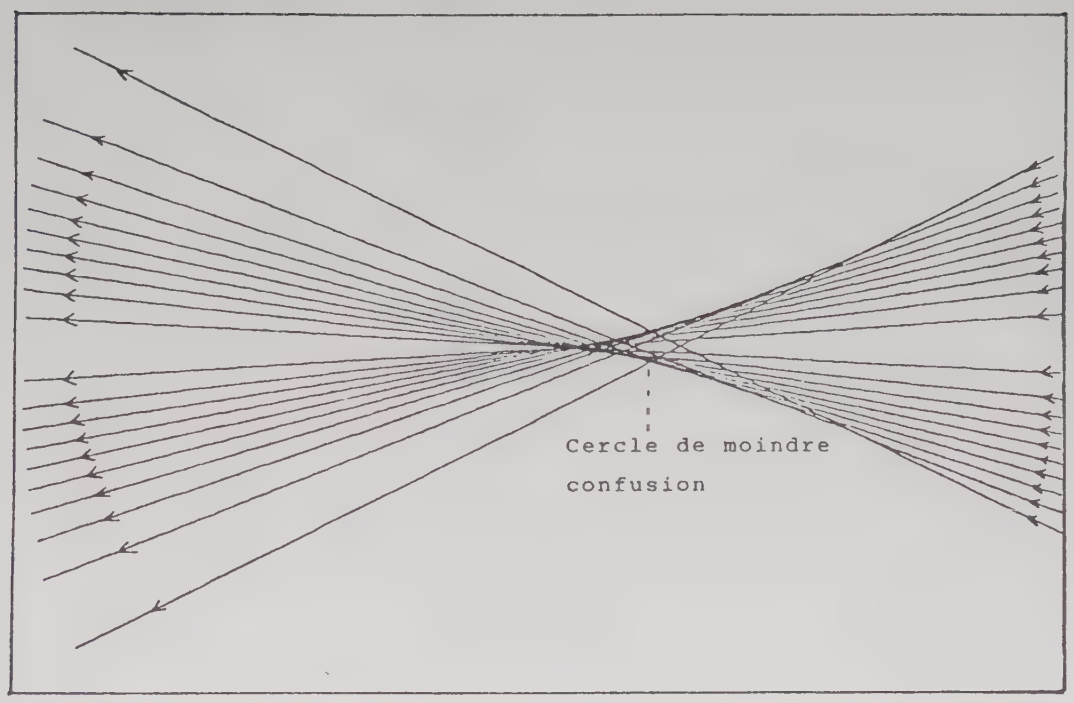


Figure I-10 : Convergence d'un faisceau en présence d'aberrations sphériques longitudinales

Les variations du taux d'occultation du faisceau incident par la bille et de l'absorption par BI en fonction de la position de la bille par rapport au foyer sont présentées sur la figure I-12. Le maximum de l'absorption est plus faible que dans le cas d'un faisceau convergent ponctuellement, par contre l'absorption décroît moins vite lorsque la focalisation change.

D'autre part, l'étude des diagrammes de la répartition en densité de l'énergie absorbée (figure I-13) donne des résultats très différents de ceux du faisceau convergent en un point. En particulier, pour la position correspondant au maximum de l'absorption, l'énergie est principalement déposée entre 0,6 et 0,8 N_c. Par contre, pour D = 200 µm, l'absorption n'a varié que de 7 %, mais la proportion d'énergie déposée au voisinage de la couche critique est plus importante.

Le principal intérêt de ces calculs est de montrer que des effets purement géométriques peuvent conduire à des variations importantes sur l'absorption et la rétrodiffusion, et que les zones de densité où l'énergie est déposée dépendent fortement des lois de la répartition de l'énergie incidente dans la tache focale.

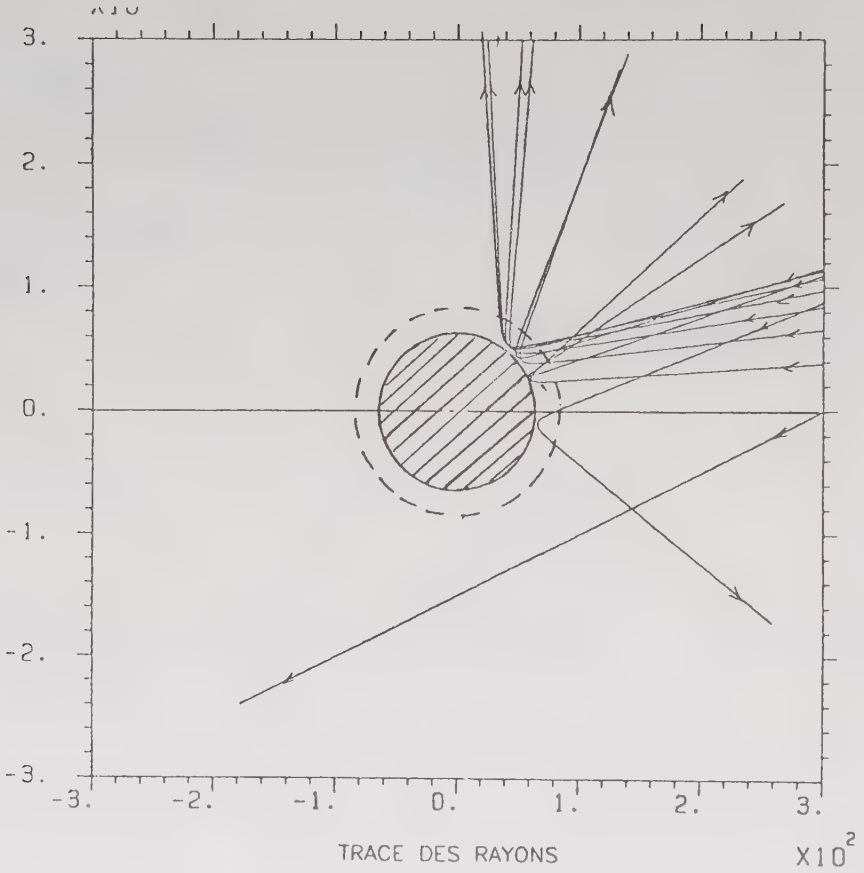
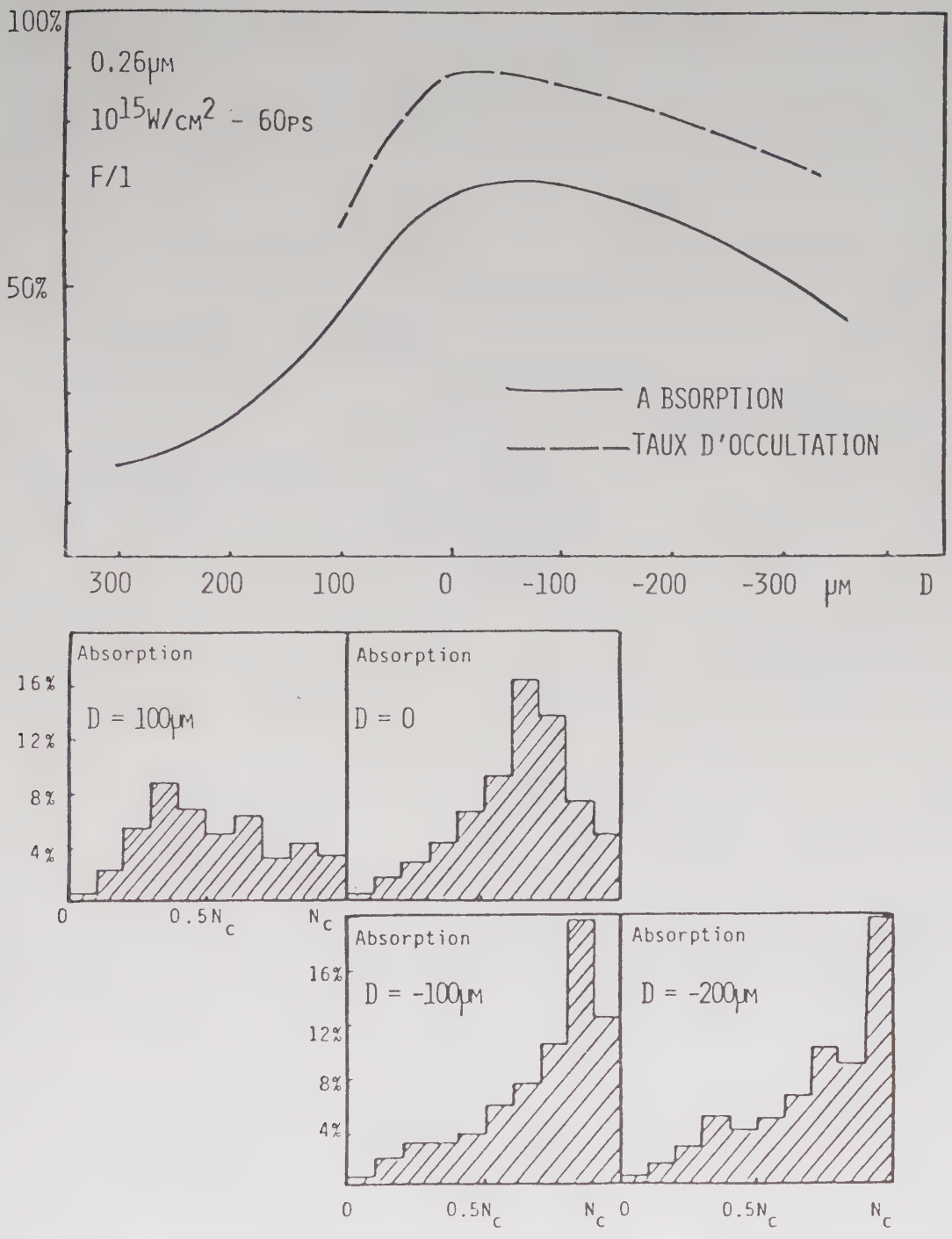


Figure I-11 : Tracé des rayons dans le cas d'un faisceau convergent avec des aberrations sphériques longitudinales et d'une cible sphérique

b) Effet de la dimension des cibles sur l'absorption et la réfraction en fonction du flux incident

Pour certains systèmes de focalisation, il est possible de décrire le faisceau laser par une onde plane au niveau de la tache focale. Nous plaçant dans cette configuration, nous avons étudié l'effet de la dimension des cibles sur l'absorption pour différents flux incidents à 0,53 µm. En particulier, ce calcul nous permet d'évaluer le facteur de perte d'énergie systématique d'origine géométrique qui peut être défini comme la différence entre l'absorption totale obtenue dans cette géométrie et l'absorption calculée en incidence normale pour un plasma ayant les mêmes caractéristiques.



Figures I-12 et I-13 :
Variations du taux d'occultation et de l'absorption en fonction de la position de la bille dans le faisceau
Diagrammes de la répartition en densité de l'énergie absorbée

La figure I-14 montre deux exemples de tracé de rayons correspondant à des rapports de rayon de la densité critique (R_c) au rayon du faisceau laser ($R_{faisceau}$) de 1 et 0,68 ; dans ces deux cas, la cible intercepte respectivement 100 % et 80 % de l'énergie incidente.

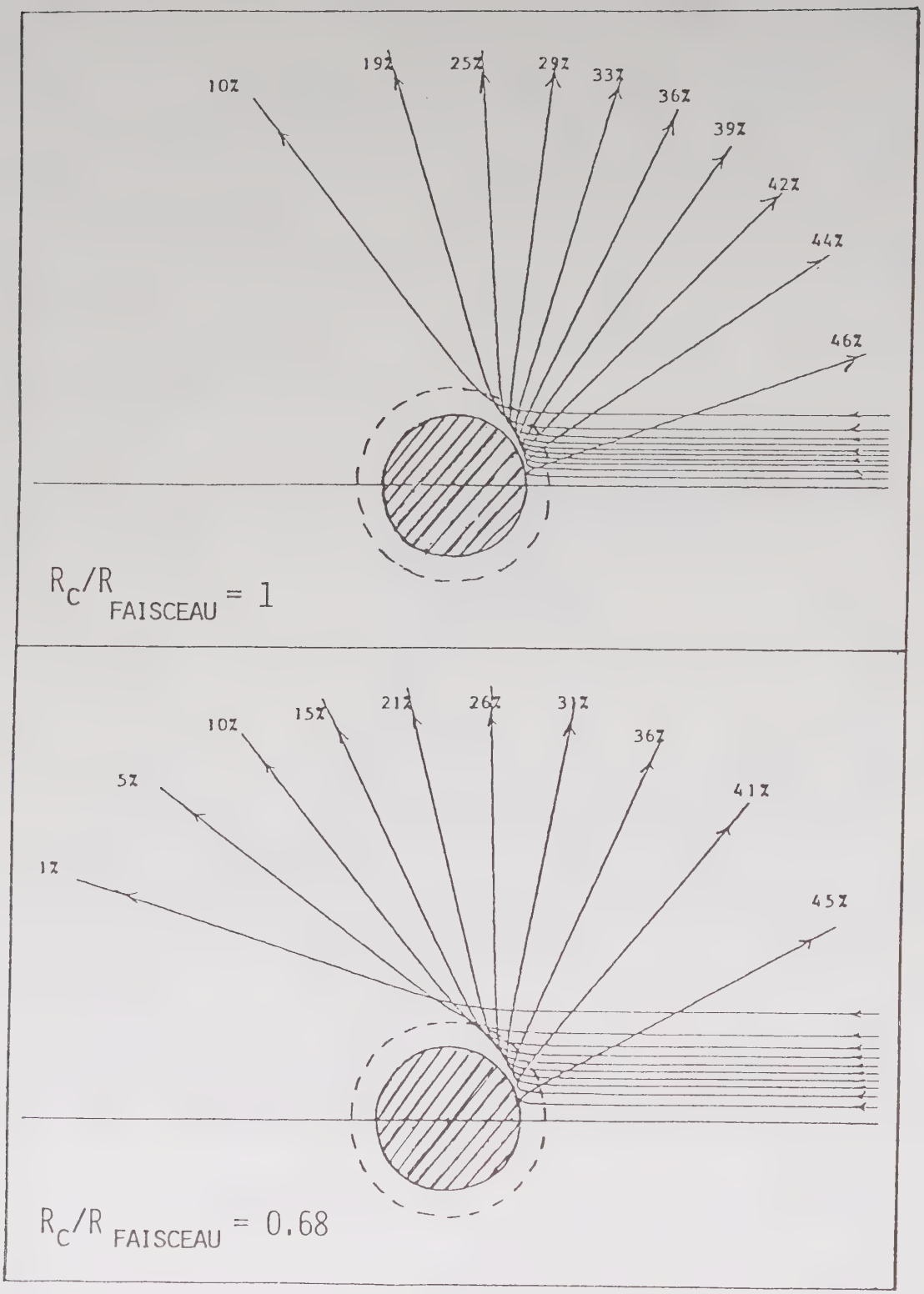


Figure I-14 : Tracé des rayons dans le cas de l'interaction d'une onde plane et d'une cible sphérique

Sur la figure I-15, nous avons tracé l'évolution de l'absorption en fonction du flux incident ; la longueur d'onde du laser est de 0,53 µm, les impulsions ont une durée de 80 ps et les caractéristiques du plasma

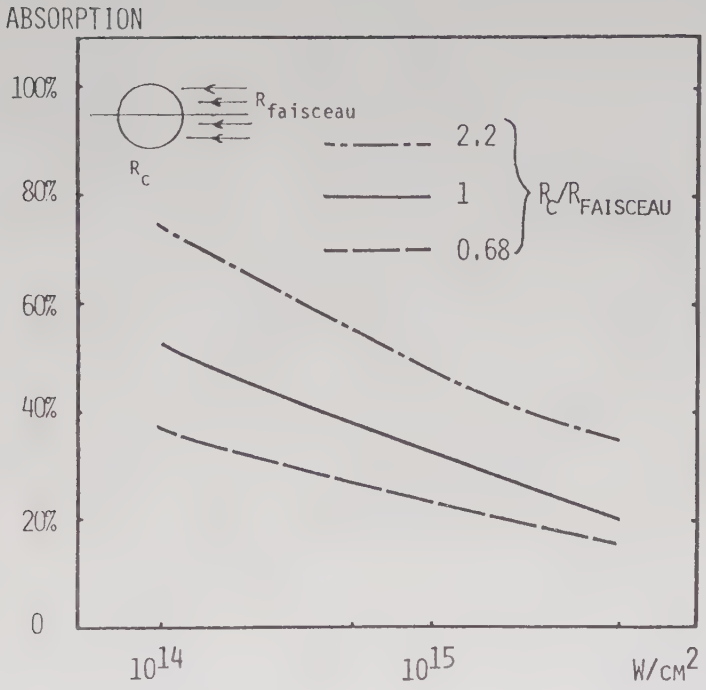


Figure I-15 : Evolution de l'absorption en fonction du flux incident à 0,53 µm (onde plane - cible sphérique), pour différentes valeurs du rapport $R_c/R_{faisceau}$

sont calculées pour chaque flux au moyen d'un code Lagrangien (FILM). Les trois courbes sont obtenues pour des valeurs différentes du rapport $\frac{R_c}{R_{faisceau}}$: 2,2, 1 et 0,68. En comparant ces absorptions aux valeurs obtenues en incidence normale, nous déduisons l'évolution du facteur de perte géométrique en fonction du rapport $R_c/R_{faisceau}$ pour deux valeurs du flux incident (10^{14} et $1,3.10^{15}$ W/cm^2), représentée sur la figure I-16. Les comportements pour les très faibles ou les très grandes valeurs de $R_c/R_{faisceau}$ sont tout à fait attendus : dans le premier cas, un très grand nombre de rayons ne sont pas interceptés par la cible et toute l'énergie est perdue par réfraction ; dans le deuxième cas, la plupart des rayons arrivent en incidence presque normale et le facteur de perte tend vers 0. Par contre dans le régime

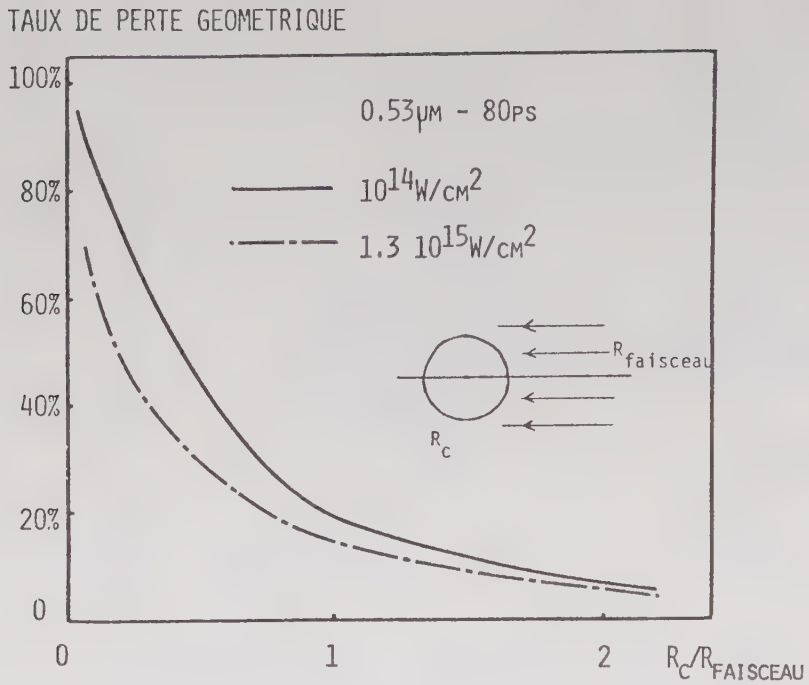


Figure I-16 : Effet de la dimension des cibles sur le facteur de perte géométrique

intermédiaire les résultats sont moins évidents : en particulier, il est intéressant de noter que dans cette géométrie les pertes sont plus fortes à faible flux. Ces calculs montrent également que pour des valeurs de $R_c/R_{faisceau}$ comprises entre 1 et 2, pour lesquelles le faisceau est entièrement intercepté par la cible, l'écart entre l'absorption obtenue dans cette géométrie et l'absorption en incidence normale est d'environ 8 à 15 %. Ceci correspond à une évaluation approximative pour cette longueur d'onde et ces flux, de l'énergie qui peut être perdue par réfraction pour des conditions d'expériences qui ne sont pas très éloignées de celles que nous utilisons au Chapitre III.

Un autre phénomène peut augmenter également l'effet de la réfraction sur l'absorption. Il s'agit de la diminution de l'énergie arrivant à la surface critique lorsque les rayons laser sont fortement réfractés par le plasma. L'efficacité des processus d'absorption qui se produisent dans cette région, tels que l'absorption résonnante et l'instabilité de décomposition paramétrique, est alors réduite.

CONCLUSION

Ce modèle très simple, puisqu'il ne tient pas compte du couplage direct entre l'absorption et les grandeurs caractéristiques du plasma, permet cependant de dégager des tendances générales sur l'effet de la focalisation, de la géométrie de l'interaction, et de la dimension des cibles, sur l'absorption, la rétrodiffusion, la réfraction et la répartition en densité du dépôt d'énergie et donc de la symétrie de ce dépôt. Seuls quelques cas simples ont été traités ici à titre d'exemple, et une utilisation plus précise nécessiterait de le coupler à une simulation numérique décrivant le plasma ; en effet, la formulation ci-dessus de ce modèle, permet de l'utiliser dans une géométrie quelconque à deux dimensions.

I-3 ABSORPTION RESONNANTE

I-3.1 MODELE "CLASSIQUE"

En incidence normale, ou oblique avec le champ électrique $\vec{E}$ perpendiculaire au plan d'incidence (figure I-17a), l'onde électromagnétique reste transverse et le champ électrique $\vec{E}$ agissant dans des plans de densité uniforme ne crée pas de séparation de charges. Par contre, en incidence oblique et avec le champ électrique dans le plan d'incidence (figure I-17b), la composante E_z parallèle au gradient de densité crée des séparations de charges, ce qui peut produire l'excitation d'ondes plasma. Pour une incidence θ l'onde se réfléchit à la densité $n_c \cos^2\theta$; si une fraction du champ longitudinal parvient à la densité critique, il est résonnant avec les ondes plasmas locales. L'onde plasma électronique ainsi excitée peut alors s'amplifier et absorber l'énergie de l'onde laser incidente. Ce phénomène présente un optimum en fonction de l'angle d'incidence : en effet, en incidence normale $E_z = 0$, et en incidence oblique, si l'angle d'incidence θ est très grand, la distance entre le plan de réflexion et le plan de coupure entraîne l'extinction de E_z.

Ce processus a été étudié depuis de nombreuses années ; le calcul du champ électrique à partir des équations de propagation est possible dans le cas d'un plasma monodimensionnel non magnétisé et dont le profil

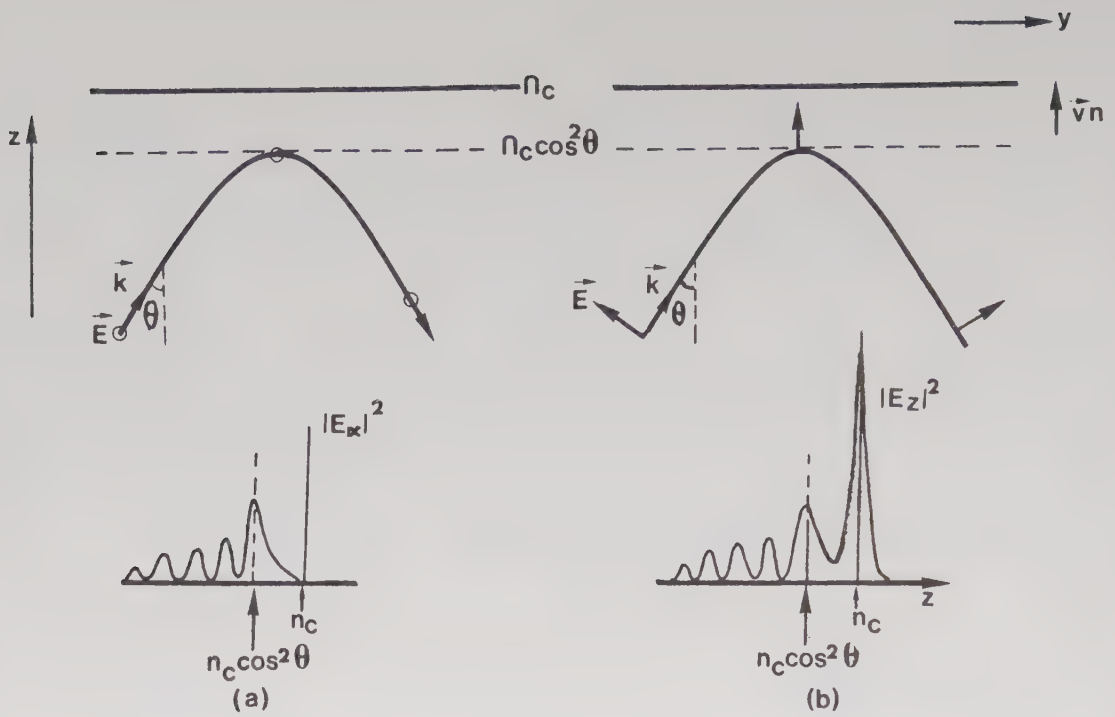


Figure I-17 : Onde électromagnétique en incidence oblique sur un gradient de densité

(a) Champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence
(b) Champ électrique dans le plan d'incidence

de densité est linéaire [1-9]. L'allure du champ ainsi obtenu est représentée sur la figure I-17. L'étude de ce mécanisme fait l'objet de nombreux ouvrages et nous nous limiterons ici aux résultats que nous utiliserons dans nos expériences.

En particulier, le modèle exposé précédemment montre qu'au cours des expériences, l'absorption résonnante se caractérisera par une variation en fonction de la polarisation du laser et de l'angle d'incidence. Le maximum d'absorption est obtenu pour un angle θ tel que :

$$(2\pi\frac{L}{\lambda})^{1/3} \sin\theta \sim 0{,}75 \qquad \text{(I-29)}$$

I-3.2 COEFFICIENT D'ABSORPTION ET THERMALISATION DE L'ENERGIE

Le coefficient d'absorption par absorption résonnante a été calculé par de nombreux auteurs dans le cas d'un profil de densité linéaire [10]. L'absorption maximum est d'environ 50 % à l'angle d'incidence optimum défini par la formule (I-29). La figure I-18 représente les

résultats de la référence [11] dans le cas où les ondes plasmas sont amorties par collisions électron-ion avec $\nu/\omega = 10^{-3}$, et pour différentes valeurs du rapport L/λ.

L'influence de la longueur caractéristique du gradient de densité, du raidissement du profil et de la longueur d'onde du laser sur ce processus est discutée au paragraphe I-7.

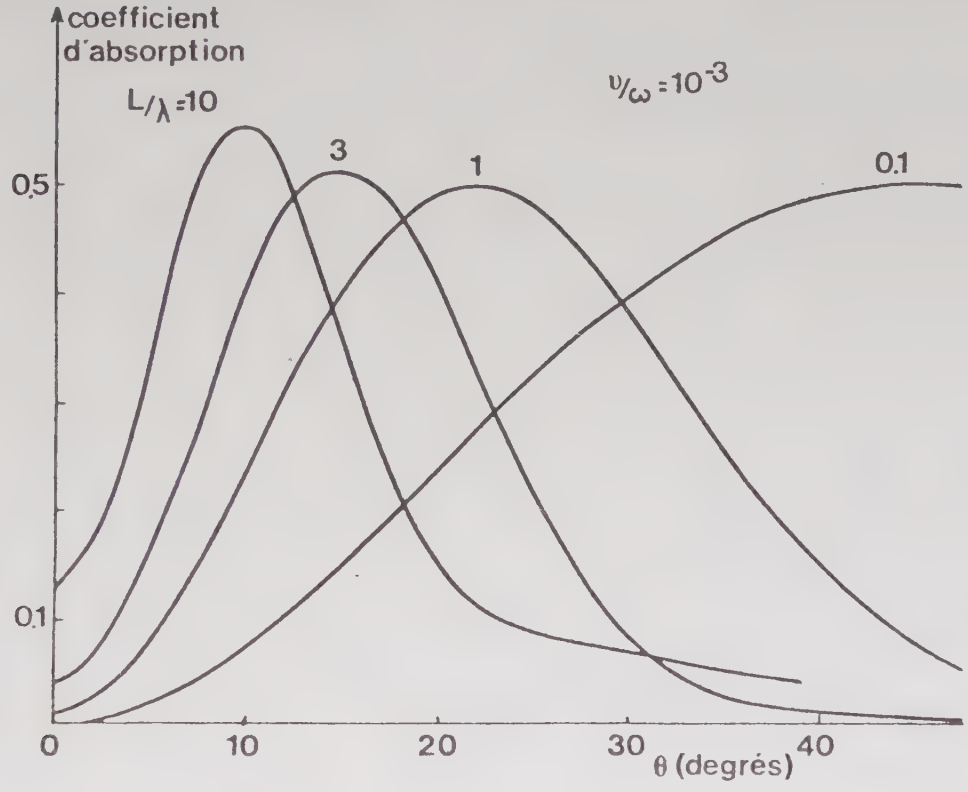


Figure I-18 : Coefficient d'absorption en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs du rapport L/λ

Une partie de l'énergie laser a donc été transférée au plasma sous forme d'ondes électroniques ; l'énergie de ces ondes est cédée au milieu par amortissement Landau et convection thermique à bas flux et par déferlement [12] à haut flux. Une minorité d'électrons est ainsi chauffée à une température très élevée (température chaude). Celle-ci est estimée en fonction de la température froide du plasma et du produit $(I\lambda^2)^{0,3-0,4}$ dans différents modèles [13-14].

I-3.4 EFFETS DES MODULATIONS DE DENSITE ET DES CHAMPS MAGNETIQUES

Dans les modèles ci-dessus, l'absorption résonnante est étudiée dans un plasma monodimensionnel. Afin de tenir compte du caractère

tridimensionnel des expériences,des travaux récents ont étudié l'effet de la présence d'ondulations de densité et de champs magnétiques à la surface critique [15-16] ainsi que de la formation d'un cratère de même dimension que la tache focale [17] sur l'absorption résonnante. Ces différentes études ont fait apparaître de grandes variations par rapport aux résultats des modèles précédents. Nous donnons des exemples des résultats obtenus par F. David et R. Pellat [15] lors de l'interprétation de nos expériences d'absorption avec le laser à CO_2 en III-2.

I-4 ABSORPTION PAR TURBULENCE ACOUSTIQUE-IONIQUE

La valeur du coefficient d'absorption par bremssthralung inverse donnée en I-1 est calculée en supposant que le mouvement des ions est totalement aléatoire. Lorsque les mouvements des ions sont corrélés, le coefficient d'absorption peut être bien supérieur à la valeur classique [18]. La turbulence ionique peut en particulier créer cette corrélation : en effet, il y a turbulence ionique lorsque la position respective des ions n'est plus donnée par les lois de l'équilibre thermodynamique, mais correspond à des fluctuations plus grandes. Les ions ne jouent plus alors le rôle de centres diffuseurs indépendants, mais leur action est corrélée. Cela revient à remplacer la charge des ions Ze par une charge effective $Z_{eff}e$, et pour des niveaux de fluctuations importants on peut avoir $Z_{eff} \gg Z$; la fréquence de collision due à la turbulence est alors plus élevée que la fréquence de collision électron-ion.

Ce mécanisme a fait l'objet de nombreuses études [19-20-21] qui montrent, qu'en impulsions courtes, il peut contribuer jusqu'à 20 % à l'absorption totale. Une de ses caractéristiques est qu'il se produit dans le plasma sous-critique;il peut donc coexister avec l'absorption résonnante en se produisant dans une région différente du profil de densité. D'autre part, les simulations numériques [19] montrent que ce processus chauffe principalement les électrons dont la vitesse est de l'ordre de deux à trois fois la vitesse thermique.

En impulsions longues, des simulations [20] montrent qu'à 1,06 µm, l'absorption par ce processus peut atteindre 54 % pour un flux de 7.10^{14} W/cm^2.

Dans un plasma créé par laser, de nombreux mécanismes peuvent générer de la turbulence ionique. Un des mécanismes qui semble le plus important est l'excitation d'une turbulence par le courant d'électrons froids provenant des fortes densités pour compenser le courant d'électrons chauds créé à la surface critique par absorption résonnante ou instabilités paramétriques.

I-5 INSTABILITES PARAMETRIQUES

A haut flux, l'onde laser peut exciter des modes propres de vibrations du plasma (ondes plasma électronique et acoustique ionique) ; le couplage entre le champ électromagnétique incident et ces ondes s'effectue par l'intermédiaire des fluctuations de densité du plasma ; il est d'autant plus efficace que l'une des ondes produites est à une fréquence de résonance. La plupart de ces instabilités peuvent être décrites comme la décomposition de l'onde incidente (photon) en deux autres ondes, ce qui correspond au cas le plus simple d'un couplage à trois ondes. Les deux principales instabilités de ce type sont l'instabilité de décomposition paramétrique et l'instabilité deux plasmons dans lesquelles les deux ondes produites sont respectivement une onde plasma électronique (plasmon) et une onde acoustique-ionique (phonon) dans le premier cas, et deux ondes plasma électroniques dans le deuxième cas.

Instabilité de décomposition paramétrique :

$$\text{photon } (\omega_0, \vec{k}_0) \begin{cases} \nearrow \text{plasmon } (\omega_{pe}, \vec{k}_1) \\ \searrow \text{phonon } (\omega_{ia}, \vec{k}_2) \end{cases}$$

Instabilité deux phonons :

$$\text{photon } (\omega_0, \vec{k}_0) \begin{cases} \nearrow \text{plasmon } (\omega_1, \vec{k}_1) \\ \searrow \text{plasmon } (\omega_2, \vec{k}_2) \end{cases}$$

Dans ces deux processus, une partie de l'énergie de l'onde incidente a été transmise à des ondes plasma, il y a donc absorption de l'énergie laser par ce dernier. Par contre, si l'onde laser donne naissance non seulement à des ondes plasma mais aussi à d'autres ondes électromagnétiques, l'énergie emportée par ces dernières sera perdue par le plasma. C'est la cas des instabilités Raman et Brillouin stimulées dont les schémas sont les suivants :

Instabilité Raman : photon $(\omega_0, \vec{k}_0) \nearrow$ photon $(\omega_1, \vec{k}_1)$; $\searrow$ plasmon $(\omega_2, \vec{k}_2)$

Instabilité Brillouin : photon $(\omega_0, \vec{k}_0) \nearrow$ photon $(\omega_1, \vec{k}_1)$; $\searrow$ phonon $(\omega_2, \vec{k}_2)$

Cette dernière instabilité sera plus particulièrement étudiée en (I-6).

En raison de l'amortissement des ondes dans le plasma, l'intensité du faisceau laser incident ou pompe doit dépasser une valeur caractéristique ou seuil. Celui-ci dépend généralement des inhomogénéités et de la dimension du plasma, du moins pour les instabilités convectives ; en effet, celles-ci s'amplifient en se déplaçant dans le plasma et la dimension de la zone du plasma pour laquelle les équations de conservation de moment ($\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$) (I-30) et d'énergie ($\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$) (I-31) peuvent être satisfaites dépend des longueurs d'inhomogénéité. Ces équations de conservation déterminent également la zone de densité du plasma dans laquelle l'instabilité peut se produire.

D'autre part, la répartition de l'énergie de l'onde de pompe (w_0) entre les deux ondes excitées se fait en proportion de leurs fréquences (loi de Manley-Rowe)

$$\frac{w_0}{\omega_0} = \frac{w_1}{\omega_1} = \frac{w_2}{\omega_2} \qquad \text{(I-32)}$$

Les instabilités paramétriques font l'objet de nombreuses études théoriques et simulations numériques [22] et nous nous limitons dans ce paragraphe au rappel des principaux résultats concernant l'absorption dans un plasma inhomogène pour les instabilités de décomposition paramétrique, deux plasmons et Raman stimulé.

I-5.1 INSTABILITE DE DECOMPOSITION PARAMETRIQUE

Lors de la décomposition, la fréquence du phonon produit est faible devant celle du plasmon : $\omega_{ia} \ll \omega_{pe}$, il en résulte $\omega_{pe} \sim \omega_0$: cette instabilité se produit donc au voisinage de la couche critique.

Cette instabilité est convective dans un gradient de densité et une estimation de son seuil est donnée par F.W. Perkins et J. Flick [23] lorsqu'il n'y a pas de raidissement du profil de densité par :

$$I_{W/cm^2} > 6{,}72.10^{19} \frac{T_e^{3/2}}{\lambda^2 L n_e^{1/2}} \left(\frac{\lambda}{L}\right)^{1/3} \qquad \text{(I-33)}$$

où T_e est en eV, L et λ en µm et n_e en cm^{-3}.

Des études récentes de W.L. Kruer et K. Estabrook (Conférence APS, octobre 1981) ont montré que cette instabilité peut se développer également en présence de raidissement du gradient de densité ; son seuil est alors donné par :

$$\frac{v_{os}}{c} > 3{,}8 \left(\frac{v_e}{c}\right)^{2,5} .$$

où v_{os} est la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ de l'onde et v_e la vitesse thermique électronique.

Ces simulations montrent que ce mécanisme peut absorber typiquement de 10 à 20 % de l'énergie incidente et que cette énergie chauffe des électrons suprathermiques dont la température dépend du produit $(I\lambda^2)^{0,3}$.

I-5.2 INSTABILITES DEUX PLASMONS ET RAMAN STIMULE

Dans ces deux instabilités [24-25-26], une onde plasma électronique est excitée et des électrons très énergétiques peuvent être générés.

Les équations de conservation (I-30) et (I-31) montrent que l'instabilité deux plasmons peut se produire au voisinage du quart de la densité critique et que le Raman stimulé peut être excité dans les zones de densité $n_e \leqslant n_c/4$. Cette instabilité est absolue à $n_e = n_c/4$ et convective pour les densités plus faibles. Son taux de croissance maximum est obtenu lorsque l'onde électromagnétique est émise en rétrodiffusion. Cette instabilité produit simultanément l'absorption et la réflexion de l'onde incidente.

Les simulations numériques de ces instabilités montrent qu'elles peuvent absorber jusqu'à 10 % de l'énergie incidente ; les électrons chauffés ainsi ont des températures très élevées, supérieures d'au moins un facteur 2 à celles des électrons créés par absorption résonnante. Une estimation de leur température peut être obtenu par la relation $T_{H(keV)} \sim 7{,}7.10^{-4}\ (I\lambda^2)^{0,3}$ qui montre que pour $I = 3.10^{15}$ W/cm^2 et $\lambda = 1$ µm : $T_H = 110$ keV.

Ces électrons ainsi que le raidissement du profil de densité à $n_c/4$ ont été observés dans des expériences avec un laser à CO_2 pour un flux de l'ordre de 10^{14} W/cm^2 par H.A. Baldis [27]. L'observation des harmoniques $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$ de la fréquence fondamentale du laser [28] permet également de mettre ces instabilités en évidence.

La théorie linéaire permet de calculer les seuils de ces instabilités en fonction de la longueur d'onde du laser. En première approximation, ceux-ci sont déterminés par la longueur caractéristique du gradient de densité qui limite la région dans laquelle le couplage est possible :

$$I_{W/cm^2} \geqslant 2.10^{13}\ \frac{T_e}{L\lambda} \qquad \text{pour l'instabilité deux plasmons} \qquad \text{(I-34)}$$

$$I_{W/cm^2} \geqslant 2.10^{18}\ \frac{1}{L^{4/3}\ \lambda^{2/3}} \qquad \text{pour le Raman stimulé} \qquad \text{(I-35)}$$

où T_e est en eV, L et λ en µm.

Cependant, lorsque les conditions d'interaction sont telles que l'absorption collisionnelle est efficace, il y a compétition entre celle-ci et les instabilités, ce qui conduit à des valeurs de seuils plus élevées. Leur estimation peut alors être obtenue en utilisant comme valeur de la longueur caractéristique du gradient de densité, celle de la longueur caractéristique d'absorption collisionnelle.

Nous obtenons ainsi :

$$I_{W/cm^2} \geqslant 3.10^{13} \frac{Z}{T_{e(eV)}^{1/2} \lambda_{(\mu m)}^{3}} \qquad (I-36)$$

par l'instabilité deux plasmons. Ceci n'est appliquable que lorsque la longueur caractéristique L du plasma sous dense est très grande et pour les plasmas de Z élevé : à titre d'exemple, pour un flux de 10^{15} W/cm^2 à 0,53 µm, il faut L > 450 µm pour Z = 10 et L > 90 µm pour Z = 50. Ce mécanisme est également plus efficace aux courtes longueurs d'onde et pourra ainsi réduire le développement de ces instabilités. Pour des valeurs de flux supérieures au seuil, le calcul des taux de croissance de ces instabilités est un problème non linéaire qui n'est pas encore parfaitement résolu. Le principal processus de saturation est le raidissement du profil de densité au voisinage de $n_c/4$ dû à la force pondéromotrice ($E^2/8\pi$) associée aux différentes ondes plasma.

En conclusion, à haut flux, l'onde laser peut exciter de façon résonnante des ondes plasma soit à la densité critique, soit au quart de la densité critique ; celles-ci peuvent absorber jusqu'à 20 % de l'énergie incidente en produisant des électrons de très grande énergie.

I-6 DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE

Dans cette instabilité, l'onde laser incidente se décompose en une onde électromagnétique diffusée et une onde acoustique ionique. Comme la fréquence du phonon est beaucoup plus faible que celle du photon émis, la loi de Manley-Rowe montre que celui-ci emporte la plus grande partie de l'énergie incidente. Ce processus peut se produire dans tout le plasma sous-critique et provoquer la réflexion de l'onde incidente avant que celle-ci ne soit absorbée, entraînant ainsi une grande diminution de l'efficacité du couplage du laser avec le plasma.

Les équations de base [26-29-30] des modèles analytiques sont les trois équations couplées de l'évolution des champs électriques de l'onde incidente (E_i) et de l'onde réfléchie (E_r), et de l'amplitude de la fluctuation de densité ionique (δn). Elles sont obtenues à partir des équations de Maxwell et des équations plasma à deux fluides, dans un plasma à une dimension de densité initiale uniforme n_0 :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nu \frac{\partial}{\partial t} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \omega_{pe}^2\right] E_r^i = -\omega_{pe}^2 \frac{\delta n}{n_0} E_i^r \qquad \text{(I-37)}$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nu_i \frac{\partial}{\partial t} - c_s^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right] \delta n = \frac{Z n_0 e^2}{m M \omega_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (E_i E_r) \qquad \text{(I-38)}$$

dans lesquelles ω_{pe} est la "fréquence" plasma-électronique, ν_i est le taux d'amortissement des ondes acoustiques ioniques, ν celui des ondes électromagnétiques par bremssthralung inverse ($\nu = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \nu_{ei}$, où ν_{ei} est la fréquence de collision électron-ion), et $c_s^2 = (Z T_e/M_i)$.

Ces deux équations peuvent être interprétées de la façon suivante : La première équation traduit le fait que, en présence d'une fluctuation de densité basse fréquence (δn), l'oscillation des électrons dans le champ électrique de l'onde incidente (E_i) génère un courant transversal qui génère à son tour une onde électromagnétique réfléchie (E_r). Dans la deuxième équation, les battements des ondes incidente et réfléchie produisent une modulation de l'intensité du champ qui entraîne une fluctuation de densité ionique (onde acoustique ionique) par l'intermédiaire de la force pondéromotrice (E_i E_r).

I-6.1 SEUIL

Dans la plupart des cas, le seuil est déterminé par les longueurs d'inhomogénéité des vitesses d'expansion et de densité du plasma, qui limitent la zone dans laquelle les équations de conservation d'énergie et de moment lors de la décomposition ainsi que les relations de dispersion des différentes ondes peuvent être satisfaites. A partir de l'analyse de Fourier des équations (I-37) et (I-38), M.N. Rosenbluth [24] obtient le seuil suivant :

$$I_{W/cm^2} > 7{,}5.10^{12} \frac{T_e}{\lambda L_u} \left(\frac{n_c}{n_e}\right) \qquad \text{(I-39)}$$

où T_e est en eV, λ et L_u, la longueur caractéristique du gradient des vitesses, en µm.

Cette valeur de seuil correspond au cas où l'onde électromagnétique émise est rétrodiffusée, ce qui correspond au mode le plus facile à exciter.

I-6.2 TAUX DE REFLEXION

Les simulations numériques [26-31] montrent que le taux de réflexion par l'instabilité Brillouin stimulée dépend principalement de la longueur caractéristique du plasma sous-critique (L) et qu'il est possible de distinguer deux régimes suivant que celle-ci est inférieure ou supérieure à environ cent fois la longueur d'onde.

Lorsque $L \leqslant 100\ \lambda$, l'instabilité Brillouin peut se produire, mais les phénomènes de saturation limitent la réflectivité à 30 % ou 40 %. La saturation provient principalement du fait que les petites dimensions du plasma lui permettent d'être rapidement chauffé, ce qui produit l'amortissement par effet Landau des ondes acoustiques ioniques ; de plus, le raidissement du profil de densité dans le plasma sous-critique associé à la force pondéromotrice limite alors l'instabilité.

Ce régime correspond aux expériences d'interaction sur cibles solides avec le laser à CO_2 et en impulsions courtes avec le laser à néodyme. En effet, dans le cas du CO_2,pour une vitesse d'expansion typique de 3.10^7 cm/s qui correspond à une température d'environ 1 keV, la longueur maximale du plasma est de 300 µm = 30 λ_L pour des impulsions de 1 ns. D'autre part, dans le cas d'impulsions plus longues, ou de cibles sphériques, la divergence de l'écoulement sphérique limite la longueur caractéristique du gradient de densité à environ la valeur du rayon de la cible ou de la tache focale. Donc pour des cibles de rayon inférieur au millimètre, la longueur du plasma restera inférieure à 100 λ et le taux de réflectivité Brillouin restera limité. Cette relation ($L \leqslant 100\ \lambda$) est également vérifiée même avec les courtes longueurs d'onde (0,26 µm) lorsque les impulsions laser sont très courtes (< 100 ps).Une telle saturation de la réflectivité a, en effet, été observée dans les expériences CO_2, et à 1,06 µm à haut flux en impulsions courtes [32].

Par contre, lors de l'utilisation d'impulsions plus longues dans le cas des longueurs d'onde inférieures à 10 µm, la relation $L \leqslant 100\ \lambda_L$ n'est plus valable. Dans ces conditions le raidissement du profil de densité ainsi que le chauffage des ions s'effectuent plus difficilement du fait de la grande quantité de plasma. L'évolution non linéaire de l'instabilité Brillouin stimulée dépend alors de différents processus tels que la saturation des ondes acoustiques ioniques par piégeage

des ions [33] ou déferlement de l'onde [34], le chauffage non linéaire des ions [33-35], l'influence de la lumière réfléchie à la surface critique [36] et la compétition entre le Brillouin et l'absorption collisionnelle [37-38]. Les calculs de taux de réflexion nécessitent l'utilisation de simulations numériques ; cependant des modèles analytiques simples ont également été développés et leurs résultats sont très intéressants pour l'étude qualitative de la réflectivité Brillouin.

En particulier lorsque c'est le chauffage des ions qui conduit à l'amortissement des ondes acoustiques ioniques ($\delta n \sim E_i\ E_r$), le taux de réflexion R pour un plasma de densité uniforme n_0 et de longueur L est donné par

$$R(1-R) = B\ \{\exp[Q(1-R)] - R\} \tag{I-40}$$

$$\text{avec } Q = 2\pi \left(\frac{n_0}{n_c}\right) \left(\frac{L}{\lambda}\right) \left(\frac{I\lambda^2}{T_e}\right) \frac{1}{\frac{\nu_i}{\omega_{ia}} \left(1 + \frac{3\,T_i}{2\,T_e}\right) \left(1 - \frac{n_0}{n_c}\right)} \tag{I-41}$$

où B est le niveau de bruit de l'onde rétrodiffusée par rapport à l'intensité incidente, ν_i et ω_{ia} sont le taux d'amortissement et la fréquence de l'onde acoustique-ionique ; I est en 10^{16} W/cm^2, λ en μm, T_e en keV.

R est une fonction croissante de Q comme le montre la figure I-19. Pour les faibles valeurs de R ($R \ll 1$), $R \sim B \exp(Q)$ correspond à la zone linéaire d'amplification exponentielle. Pour les plus grandes valeurs de Q, l'intensité de la réflexion est du même ordre que celle de l'onde incidente, et le taux de croissance est moins fort à cause de la déplétion de la pompe ; pour les très grandes valeurs de Q, le taux de réflexion se sature à 100 %, l'onde incidente a été complètement convertie en onde réfléchie.

R dépend du niveau de bruit initial B du plasma ; celui-ci peut être fortement augmenté par la réflexion de l'onde incidente sur la surface critique comme l'ont montré C.J. Randall et al. [36].

Le domaine d'application du chauffage des ions comme processus de saturation de l'instabilité peut être obtenu en comparant les vitesses

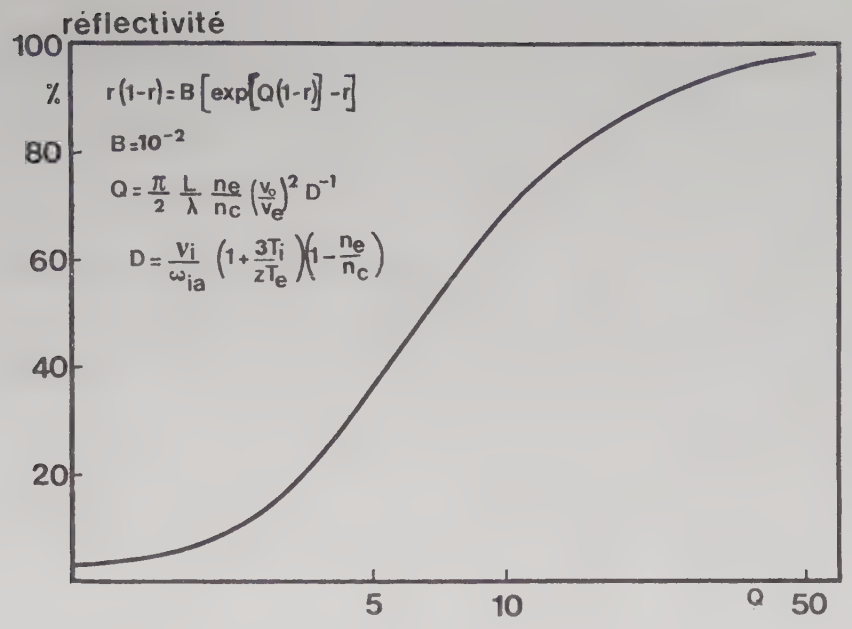


Figure I-19 : Taux de réflexion en fonction de Q pour B = 10^{-2}

de chauffage des ions par le Brillouin et de leur refroidissement par écoulement libre. Le rapport entre ces deux quantités est une fonction de $\frac{I^2 \lambda^3 L}{T_e^2}$; ceci montre que ce processus sera plus efficace pour les flux élevés et les grandes longueurs d'onde.

D'autre part, ce mécanisme n'intervient que si la longueur de la zone de plasma sous-critique quasi-homogène dans laquelle se produit l'instabilité est suffisamment grande ; en effet, les calculs [39] montrent que dans le cas d'un plasma inhomogène, de longueur L, l'amplification linéaire de l'énergie réfléchie est proportionnelle à $\exp\{\frac{\pi}{2} Q \frac{\nu_i}{\omega_{ia}}\}$ et ne dépend pas plus de l'amortissement des ondes acoustiques ioniques.

Différentes lois d'échelle de R en fonction des paramètres d'interaction peuvent être obtenues à partir de la relation (I-41). C. Max et K. Estabrook [40] ont montré que $Q \sim \lambda$ dans un régime dominé par l'absorption résonnante et $Q \sim \lambda^{7/3}$ dans un régime dominé par l'absorption collisionnelle. Ces deux relations montrent que l'instabilité Brillouin est réduite aux courtes longueurs d'onde.

De plus, lorsque l'absorption collisionnelle est importante (plasma sous dense de grande dimension, courtes longueurs d'onde, cibles de Z élevé), ce processus entre en compétition avec l'instabilité Brillouin.

La résolution des équations (I-37 et I-38) compte-tenu de l'amortissement des ondes électromagnétiques par bremssthralung inverse a été faite par W.L. Kruer [38] et montre que l'absorption collisionnelle supprime le Brillouin pour des densités de plasma supérieures à une valeur donnée par :

$$\frac{n_0}{n_c} > \frac{1{,}2\ I\ \lambda^3\ T_e^{1/2}}{Z\ \frac{\nu_i}{\omega_{ia}}\ (1 + \frac{3\ T_i}{Z\ T_e})} \qquad \text{(I-42)}$$

dans laquelle I est en 10^{15} W/cm^2, λ en µm, et T_e en eV.

A titre d'exemple, pour I = 10^{14} W/cm^2, T_e = 1 keV et Z = 30, le Brillouin ne pourra se produire que pour des densités inférieures à celles qui sont données dans le tableau suivant, selon la longueur d'onde.

λ	1,06 µm	0,53 µm	0,26 µm
n_e/n_c	0,15	0,02	0,002

Cet effet accentue ainsi la réduction du Brillouin aux courtes longueurs d'onde, en le limitant à des zones de plasma très peu denses. Il est expliqué physiquement par le fait que le taux de croissance du Brillouin est proportionnel à la densité, tandis que le taux d'absorption collisionnelle est proportionnel au carré de la densité.

I-6.3 LIMITATION DU BRILLOUIN

Dans le cas des plasmas de grandes dimensions, l'instabilité Brillouin stimulée peut provoquer la réflexion d'une grande partie de l'énergie incidente. Les principaux processus qui limitent le développement de cette instabilité sont, comme nous venons de le voir :

- *La saturation de l'onde acoustique ionique* par déferlement de l'onde, piégeage des ions ainsi que le chauffage non linéaire des ions. Ces processus sont plus efficaces à haut flux et pour les grandes longueurs d'onde.

■ *Le raidissement du profil de densité* dû à la force pondéromotrice ; celui-ci diminue la zone de plasma dans laquelle peut s'effectuer le couplage.

■ *L'absorption collisionnelle* ; dans le cas des courtes longueurs d'onde ou des faibles flux, ce processus entre en compétition avec le Brillouin et limite la zone de densité dans laquelle il peut se développer.

D'autres processus peuvent également limiter le Brillouin [41] tels que l'utilisation d'un laser dont la raie est élargie en fréquence ou un laser multi-raies, ainsi que l'introduction d'impuretés dans le cible qui augmentent l'amortissement Landau des ondes acoustiques.

I-6.4 MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE

L'instabilité Brillouin provoque la réflexion de la lumière soit dans la lentille de focalisation (rétrodiffusion) soit sur les côtés (diffusion latérale). Dans les deux cas, la croissance rapide de la réflexion se produit au-delà d'une valeur de l'intensité qui correspond au seuil de l'instabilité ; il est donc possible de mettre celui-ci en évidence par l'étude du taux de réflexion en fonction de l'intensité incidente. La saturation de l'instabilité peut également être observée ainsi. De plus, dans le cas de la diffusion latérale, la lumière est réfléchie préférentiellement en dehors du plan de polarisation ; cette dissymétrie peut être observée à partir de l'analyse du diagramme polaire de la réflexion.

D'autre part, le spectre de la lumière rétrodiffusée est déplacé par rapport à la fréquence fondamentale du laser. Le déplacement correspond à la valeur de la fréquence du phonon émis lors de l'instabilité ; celle-ci est donnée par la relation de dispersion des ondes acoustiques ioniques $\omega_i = k_i\, c_s + \vec{u}\,\vec{k}_i$ dans laquelle $\vec{k}_i$ est le vecteur d'onde, $\vec{u}$ est la vitesse du plasma et c_s la vitesse du son. Le déplacement en fréquence de la lumière rétrodiffusée ($|k_i| = 2\,|k_0|$), dans le cas d'une incidence θ par rapport à la normale à la cible est ainsi donné par :

$$\delta\omega = 2\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}\left(\frac{\omega_0}{c}\right)}\left[\sqrt{\frac{Z\,T_e + 3\,T_i}{A\,m_p}} - u\cos\theta\right] \qquad \text{(I-43)}$$

Il peut donc être vers le rouge ou le bleu suivant la valeur de θ et le fait que l'écoulement est sonique ou supersonique dans la région où se produit le Brillouin. Dans le cas de l'incidence normale, le spectre de la lumière réfléchie à la densité critique se superpose au précédent. La résolution temporelle du spectre ainsi que de l'intensité réfléchie au cours de l'impulsion laser complète alors les observations précédentes.

De nombreuses observations de cette instabilité ont été faites dans différents laboratoires [32-35-42], en particulier en présence de plasmas de grandes dimensions.

I-7 DISCUSSION GENERALE

Parmi les différents paramètres caractérisant l'interaction, le flux incident, la longueur d'onde et la durée des impulsions laser ont une importance particulière et nous résumons dans les paragraphes suivants leurs effets sur les paramètres caractéristiques de la couronne (longueur du gradient de densité et température électroniques), et en conséquence, sur les principaux mécanismes d'absorption et de réflexion. En fait, c'est souvent le produit $(I\lambda^2)$ qui apparaît comme caractéristique des phénomènes étudiés ; la notion de flux élevé ou faible est donc relative à la longueur d'onde utilisée.

I-7.1 EFFET DU FLUX INCIDENT

a) Sur la température électronique : L'accroissement du flux provoque une élévation de la température électronique.

- Celle-ci peut être une élévation normale, donnée par les lois d'échelle en $(I\lambda^2)^{\alpha}$, avec α compris entre 0,3 et 0,7 selon les modèles physiques [43].

En particulier $\alpha = \frac{2}{3}$ dans le modèle suivant : l'énergie est principalement déposée au voisinage de la couche critique et dans un régime quasi-stationnaire l'énergie absorbée est égale à l'énergie que les électrons peuvent transporter au-delà de n_c. Le flux de chaleur correspondant peut être écrit sous la forme [44] :

$$q_e = f\, n_e\, v_e\, T_e \sim f \left(\frac{T_e}{m_e}\right)^{1/2} (n_e\, T_e)$$

où $f < 1$ est un facteur de limitation du flux (cf. Chapitre IV) ; cette formule signifie que les électrons peuvent transporter leur densité d'énergie thermique $(n_e\, T_e)$ à la vitesse effective $f\left(\frac{T_e}{m_e}\right)^{1/2}$.

Nous obtenons ainsi :

$$I_{abs} = f \left(\frac{T_e}{m_e}\right)^{1/2} (n_c\, T_e)$$

où I_{abs} est l'énergie laser absorbée.

D'où :

$$T_e \simeq 0{,}6 \left[\frac{1}{f} (I_{abs}\, \lambda^2)\right]^{2/3} \qquad \text{(I-44)}$$

où T_e est en keV, I_{abs} est mesuré en 10^{14} W/cm^2, et λ en µm.

Nous verrons un autre modèle au Chapitre IV dans lequel $T_e \sim I_0^{2/5}$; il correspond à un régime d'absorption dominé par le bremssthralung inverse.

- Une variation anormale de la température due à la surchauffe de la couronne en cas d'inhibition du transport thermique peut également se produire (cf. IV-2.2 et figure IV-5).

b) Sur le profil de densité électronique

En impulsion courte, une estimation de la longueur caractéristique du gradient de densité peut être obtenue à partir de $L = c_s \tau$ [3-45], où c_s est la vitesse acoustique-ionique, $c_s = (Z k T_e / A m_p)^{1/2}$, et τ la durée de l'impulsion

$$\Rightarrow L_{(\mu m)} = 6{,}92.10^{-3}\, T_e^{1/2}\,(eV)\; \tau\,(ps) \qquad \text{(I-45)}$$

Ceci n'est plus valable pour les durées d'impulsion qui conduisent à une valeur de $c_s \tau$ supérieure au rayon de courbure effectif R_{eff} du

plasma dû à la géométrie de l'irradiation et à celle de la cible. Dans ces conditions la longueur du gradient est déterminée par la divergence de l'écoulement [44-46]. Ce rayon de courbure effectif correspond au rayon de la cible en géométrie sphérique et au diamètre de la tache focale en géométrie plane.

$$L = \text{Min}\ (c_s \tau\ ,\ R_{eff}) \qquad \text{(I-46)}$$

Lorsque $L \simeq c_s \tau$, l'accroissement du flux produit donc une augmentation de L suivant une loi du type $L \sim (I \lambda^2)^{0,5\,\alpha}$, ce qui conduit à une croissance relativement lente de L.

D'autre part, à flux élevé, la pression de radiation peut modifier considérablement l'écoulement dans la couronne et introduire un fort raidissement du gradient de densité au voisinage de la couche critique [4]. L'importance de cet effet peut être évalué à partir du paramètre :

$$\alpha = \frac{\varepsilon_0 \langle E^2 \rangle}{n_c\ k\ T_e} = \frac{I_0}{c\ n_c\ k\ T_e}$$

$$\alpha \sim 2.10^{-13}\ \frac{I_0\ \lambda^2}{T_e} \qquad \text{(I-47)}$$

où I_0 est en W/cm^2, λ en μm et T_e en eV.

La force pondéromotrice associée au champ électromagnétique de l'onde incidente modifie la profil de densité pour des flux tels que $I \lambda^2 > 10^{13} W\ \mu m^2/cm^2$. Cet effet a été mis en évidence dans différentes expériences [47].

c) Sur l'efficacité de l'absorption collisionnelle

Lorsque le flux augmente, l'accroissement de la température électronique ainsi que le raidissement du profil de densité réduisent l'efficacité du bremssthralung inverse comme nous l'avons vu en I-1.2 d'après les formules (I-9) et (I-13) et en I-1.3.

d) Sur les instabilités paramétriques et les effets non linéaires

D'une façon générale, les effets non linéaires apparaissent lorsque la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ de l'onde (v_{os}) est supérieure à leur vitesse d'agitation thermique (v_{te})

$$\left(\frac{v_{os}}{v_{te}}\right)^2 = \frac{\left(\frac{e\,E_0}{m\,\omega_0}\right)^2}{\frac{k\,T_e}{m_e}} = 4.10^{-16}\,\frac{I_{W/cm^2}\,\lambda^2_{\mu m}}{T_{e\ (keV)}}$$

Ces effets peuvent prendre de l'importance pour des valeurs de flux telles que $I\,\lambda^2 > 10^{13}$ W $\mu m^2/cm^2$.

Pour des flux supérieurs aux seuils des instabilités paramétriques, celles-ci peuvent se développer et contribuer soit au chauffage du plasma comme les instabilités de décomposition paramétrique et deux plasmons, soit à une rétrodiffusion anormale de l'onde, comme les instabilités Raman et Brillouin stimulées. En particulier ce dernier processus peut prendre place dans la couronne, soit près de la densité critique, soit même dans la région sous-critique à $n_c/10$ comme cela été montré dans les expériences du N.R.L. [42] lorsque les longueurs d'inhomogénéité du plasma sont assez grandes ; l'énergie laser peut ainsi être réfléchie avant d'atteindre la densité critique où se produisent la plupart des mécanismes d'absorption.

Cependant, à haut flux, le raidissement du profil de densité peut limiter le développement des instabilités.

e) Sur l'absorption résonnante

Le flux incident a un effet indirect sur l'absorption résonnante par l'intermédiaire du raidissement du profil de densité ; dans ce cas la couche critique est plus facilement accessible à la lumière incidente, ce qui est favorable à ce processus.

Ceci résume les principaux processus qui peuvent donner lieu à des modifications importantes de l'absorption en fonction du flux incident.

I-7.2 EFFET DE LA LONGUEUR D'ONDE

a) Sur la température électronique

Les modèles pour lesquels la température de la couronne suit une loi du type $(I\lambda^2)^{\alpha}$ montrent que, à flux identique, la température de la couronne est d'autant plus faible que la longueur d'onde est courte.

b) Sur le profil de densité électronique

De même, le raidissement du profil de densité dépend du produit $(I\lambda^2)$; il est moins important aux courtes longueurs d'onde du fait de la pression cinétique plus élevée dans la région critique.

c) Sur l'efficacité de l'absorption collisionnelle

Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, le principal effet de la longueur d'onde porte sur la valeur de la densité critique du plasma ($n_c \sim \lambda^{-2}$) ; elle détermine ainsi la profondeur de pénétration de l'onde laser dans le plasma, c'est-à-dire la densité de la zone où se produisent les mécanismes d'interaction. Ceci est particulièrement important pour l'absorption collisionnelle comme nous l'avons vu en I-1.2. Les deux premiers effets contribuent également à la plus grande efficacité de ce processus aux courtes longueurs d'onde.

d) Sur l'absorption résonnante

Lorsque la longueur caractéristique du gradient de densité est donnée par $c_s \tau$, elle dépend peu de la longueur d'onde, et le rapport (L/λ) qui caractérise les variations de l'absorption résonnante avec l'angle d'incidence (cf. I-3.2), est d'autant plus élevé que la longueur d'onde est courte. Il en résulte, d'après la figure I-18, qu'aux courtes longueurs d'onde le domaine angulaire, sur lequel ce mécanisme peut être efficace, est réduit. D'autre part, l'absorption résonnante est favorisée par le raidissement du profil de densité et celui-ci se produit pour des flux d'autant plus élevés que la longueur d'onde est courte. Ces deux remarques, ainsi que la diminution de l'énergie qui atteint la surface critique due à la présence de l'absorption collisionnelle dans le plasma sous-dense, montrent que l'absorption résonnante

est probablement moins efficace aux courtes longueurs d'onde.

e) Sur les instabilités paramétriques

Les seuils des instabilités paramétriques sont tous d'autant plus élevés que la longueur d'onde est courte ; par contre les taux de croissance des instabilités convectives dépendent du rapport L/λ et permettent donc à l'instabilité de se développer plus facilement aux courtes longueurs d'onde, une fois le seuil atteint. Le niveau de l'instabilité dépend alors des processus de saturation.

Dans le cas particulier du Brillouin, les lois d'échelle établies par C.E. Max et al. [40] montrent que le facteur de croissance de la réflectivité associée au Brillouin varie comme λ ou $\lambda^{7/3}$ selon que le régime d'absorption est dominé par l'absorption résonnante ou le bremssthralung inverse. Elles font donc apparaître une forte réduction de cette instabilité aux courtes longueurs d'onde.

I-7.3 EFFET DE LA DUREE DES IMPULSIONS

a) Sur le profil de densité

Lorsque la longueur caractéristique du gradient de densité est proportionnelle à $c_s \tau$ (cf. I-7.2b), celle-ci augmente avec la durée des impulsions jusqu'à une valeur maximale de l'ordre de R_{eff}.

b) Sur l'absorption collisionnelle

L'augmentation de L se traduit par une efficacité accrue du bremsstralung inverse pour des flux peu élevés, c'est-à-dire pour lesquels les phénomènes non linéaires ne se produisent pas.

c) Sur les instabilités paramétriques

L'augmentation de L a pour effet d'abaisser les seuils et d'augmenter les taux de croissance des instabilités paramétriques. Celles-ci pourront donc se développer beaucoup plus facilement en impulsion longue. En particulier, la rétrodiffusion Brillouin stimulée peut alors

devenir un mécanisme de perte important et provoquer une décroissance notable de l'absorption.

I-7.4 CONCLUSION

D'une façon générale, les comportements des principaux mécanismes d'absorption connus sont les suivants :

- L'efficacité du bremssthralung inverse est augmentée par une diminution du flux incident ou de la longueur d'onde du laser, ou par une augmentation de la durée des impulsions ou de la charge ionique de la cible.

- L'absorption résonnante dépend peu du flux incident, de la longueur d'onde du laser et de la nature de la cible ; par contre, elle est très sensible à la direction de la polarisation du laser par rapport au plan d'incidence ainsi qu'à l'angle d'incidence sur la cible.

- Les instabilités paramétriques, et en particulier la rétrodiffusion Brillouin stimulée, ne se produisent qu'au-delà d'un certain seuil en flux et celui-ci est d'autant plus élevé que la longueur d'onde du laser est courte ; elles sont, d'autre part, favorisées par des impulsions longues et par des grandes taches focales qui produisent des plasmas plus homogènes et de plus grande dimension.

Des écarts à ces comportements sont bien entendu prévus par des théories plus fines ; cependant, ces tendances générales peuvent servir de guide à la définition des expériences.

*

REFERENCES DU CHAPITRE I

[1] V.L. GINZBURG. "The propagation of Electromagnetic Waves in Plasma" (Pergamon, London) (1965)

[2] J.M. DAWSON. Phys. Fluids, 7, 981 (1964)

T.W. JOHNSTON, J.M. DAWSON. Phys. Fluids, 16, 722 (1973)

J.M. DAWSON. "Radiation from Plasmas" in Advances in Plasma Physics, vol. 1, édité par A. Simon and W. Thompson (Interscience, N.Y. 1968)

[3] A.V. GUREVICH, L.V. PARIISKAYA, L.P. PITAEVSKII. Sov. Phys. J.E.T.P., 22, 449 (1966) et 27, 476 (1968)

[4] P. MORA. "Force pondéromotrice et modification du profil de densité". Rapport CEA - Limeil du 11 mai 1977

C.E. MAX, C.F. Mc KEE. Phys. Rev. Lett., 39, 1336 (1977)

K. LEE, D.W. FORSLUND, J.M. KINDEL, E.L. LINDMAN. Phys. Fluids, 20, 51 (1977)

J. VIRMONT, R. PELLAT, P.MORA. Phys. Fluids, 21, 567 (1978)

[5] V.P. SILIN. Sov. Phys. J.E.T.P., 20, 1510 (1965)

[6] H. BRYSK. J. Phys. A8, 1260 (1975)

[7] L. SCHLESSINGER and J. WRIGHT. Phys. Rev. A20, 1934 (1979)

A.D. KRUMBEIN, Y. SHIMA and H. YATOM. J. Appl. Phys., 49, 6167 (1978)

[8] A.B. LANGDON. Phys. Rev. Lett., 44, 575 (1980)

[9] A.D. PILIYA. Sov. J. Techn. Phys., 11, 609 (1966)

N.G. DENISOV. Sov. Phys. J.E.T.P., 4, 544 (1957)

J.P. FRIEDBERG, R.W. MITCHELL, R.L. MORSE and R.L. RUDSINKI. Phys. Rev. Lett., 28, 795 (1972)

T. SPEZIALE and P. CATTO. Phys. Fluids, 20, 990 (1977)

F.F. CHEN and R.B. WHITE. Plasma Phys., 16, 565 (1973)

[10] D.W. FORSLUND, J.M. KINDEL, K.LEE, E.L. LINDMAN, R.L. MORSE. Phys. Rev., A11., 679 (1975)

[11] J.P. DELOUIS, P. MORA, J. VIRMONT. Rapport PMI 803 (1977)

[12] J. ALBRITTON and P. KOCH. Phys. Rev. Lett., 32, 1420 (1974); Phys. Fluids, 18, 1136 (1975)

[13] K. ESTABROOK and W.L. KRUER. Phys. Rev. Lett., 40, 42 (1978)

[14] D.W. FORSLUND, J.M. KINDEL and K. LEE. Phys. Rev. Lett., 39, 284 (1977)

[15] F. DAVID, R. PELLAT. Phys. Fluids, 23, 1682 (1980)

[16] J.J. THOMSON, W.L. KRUER, A.B. LANGDON, C.E. MAX, W.C. MEAD. Phys. Fluids, 21, 707 (1978)

R.A. CAIRNS. Plasma Phys., 20, 991 (1978)

[17] C. RANDALL, J.S. DEGROOT. Phys. Rev. Lett., 42, 179 (1979)

[18] J. DAWSON and C. OBERMAN. Phys. Fluids, 6, 394 (1963)

[19] R.J. FAEHL and W.L. KRUER. Phys. Fluids, 20, 55 (1977)

[20] W.M. MANHEIMER, D.G. COLOMBANT. Phys. Fluids, 21, 1818 (1978) ; 20, 265 (1977) ; 23, 2512 (1980) ; Phys. Rev. Lett., 38, 1135 (1977)

[21] C. STENZ. Thèse de Doctorat d'Etat (Paris XI) (1980)

[22] K. NISHIKAWA. J. Phys. Soc. Japan, 24, 916 et 1152 (1968)

V.P. SILIN. Sov. Phys. J.E.T.P., 21, 1127 (1965)

D.F. DUBOIS and L. GOLDMAN. Phys. Rev. Lett., 14, 544 (1965)

P. KAW, W.L. KRUER, C.S. LIU and K. NISHIKAWA. Review in Advanced in Plasma Physics, vol. 6, edited by A. Simon and W.B. Thompson (Interscience N.Y.) (1976)

F.F. CHEN. Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, vol. 3, p. 291 (Plenum N.Y.) (1974)

T.P. HUGHES. "An Introduction to the Absorption of Laser Light in Plasmas", Lecture Notes prepared for Scottish Universities Summer School on Laser Plasma Interactions (1979)

R. PELLAT. Cours de l'Ecole des Houches sur l'Interaction Laser - Matière (1980)

[23] F.W. PERKINS and J. FLICK. Phys. Fluids, 14, 2012 (1971)

[24] M.N. ROSENBLUTH. Phys. Rev. Lett., 29, 565 (1972)

E.A. JACKSON. Phys. Rev. Lett., 153, 235 (1967)

Y.C. LEE and P.K. KAW. Phys. Rev. Lett., 32, 135 (1974)

C.S. LIU and M.N. ROSENBLUTH. Phys. Fluids, 19, 967 (1976)

C.S. LIU, M.N. ROSENBLUTH and R.B. WHITE. Phys. Fluids, 17, 1211 (1974)

H.H. CHEN and C.S. LIU. Phys. Rev. Lett., 39, 881 et 1147 (1977)

P. HAMMERLING

[25] A.B. LANGDON, B.F. LASINSKI and W.L. KRUER. Phys. Rev. Lett., 43, 133 (1979)

K.G. ESTABROOK, W.L. KRUER and B.F. LASINSKI. Phys. Rev. Lett., 45, 1399 (1980)

[26] D. FORSLUND, J. KINDEL and E.L. LINDMAN. Phys. Fluids, 18, 1002 et 1017 (1975) ; Phys. Rev. Lett., 30, 739 (1973)

[27] H.A. BALDIS, J.C. SAMSON and P.B. CARKUM. Phys. Rev. Lett., 41, 1719 (1978)

N.A. EBRAHIUM, H.A. BALDIS, C. JOSHI and P. BENESCH. Phys. Rev. Lett., 45, 1179 (1980)

[28] D.W. PHILLION. Bull. Am. Phys. Soc., 25, 993 (1980)
Références [15] et [16] du Chapitre II
Références [26] du Chapitre III

[29] C.L. TANG. J. Appl. Phys., 37, 2945 (1966)

W.L. KRUER, K.G. ESTABROOK and K.H. SINZ. Nucl. Fusion, 13, 952 (1973)

[30] W.L. KRUER. "Theory and Simulation of Laser Plasma Coupling". Scottish Universities Summer School on Laser Plasma Interactions St Andrews (1979)

[31] W.L. KRUER, E.J. VALEO and K.G. ESTABROOK. Phys. Rev. Lett., 35, 1076 (1975)

[32] W.C. MEAD et al. Phys. Rev. Lett., 37, 489 (1976)
Références [7] et [38] du Chapitre III

[33] W.L. KRUER. Phys. Fluids, 23, 1273 (1980)

[34] K.G. ESTABROOK. Rapport annuel de Livermore, 1976, p. 4-79

[35] D.W. PHILLION, W.L. KRUER and V.C. RUPERT. Phys. Rev. Lett., 39, 1529 (1977)

[36] C.J. RANDALL, J.J. THOMSON and K.G. ESTABROOK. Phys. Rev. Lett., 43, 924 (1979)

C.J. RANDALL, J.R. ALBRITTON and J.J. THOMSON. Phys. Fluids, 24, 1474 (1981)

[37] A. RAMANI. Thèse d'Etat. Université Paris XI (1981)

[38] W.L. KRUER. Rapport annuel de Livermore, 1977, p. 4-63

[39] D. PESMES, C. LAVAL and R. PELLAT. Phys. Rev. Lett., 31, 203 (1973)

[40] C.E. MAX and K.G. ESTABROOK. Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion, 5, 239 (1980)

[41] J.J. THOMSON, W.L. KRUER, S.E. BODNER and J.S. DEGROOT. Phys. Fluids, 17, 849 (1974)

G. LAVAL, R. PELLAT, D. PESME, A. RAMANI, M.N. ROSENBLUTH and E.A. WILLIAMS. Phys. Fluids, 20, 2049 (1977)

C.E. CLAYTON, C. JOSHI, A. YASUDA and F.F. CHEN. Phys. Fluids 24, 2312 (1981)

[42] R.A. HAAS et al. Phys. Rev. Lett., 30, 1533 (1977)

B.H. RIPIN et al. Phys. Rev. Lett., 39, 611 (1977)

W.L. KRUER. Comments Plasma Phys. Contr. Fusion, 4, 13 (1978)

L.M. GOLDMAN, J. SOURES and M.J. LUBIN. Phys. Rev. Lett., 31, 1184 (1973)

R.E. TURNER and L.M. GOLDMAN. Phys. Rev. Lett., 44, 400 (1980)

A.A. OFFENBERGER, M.R. CERVENAN, A.M. YAM and A.W. PASTERNAK. J. of Appl. Phys., 47, 1451 (1976)

[43] F. AMIRANOFF. Thèse de Troisième Cycle, Université de Paris XI (Orsay) (1979)

[44] C.E. MAX, C.F. Mc KEE and W.C. MEAD. Phys. Fluids, 23, 1620 (1980) ; Phys. Rev. Lett., 45, 28 (1980)

R.L. MORSE and C.W. NEILSON. Phys. Fluids, 16, 909 (1973)

W.M. MANHEIMER and K.H. KLEIN. Phys. Fluids, 18, 1299 (1975)

[45] J. DENAVIT. Phys. Fluids, 22, 1384 (1979)

P. MORA and R. PELLAT. Phys. Fluids, 22, 2300 (1979)

[46] S. GITOMER, R. MORSE and B. NEWBERGER. Phys. Fluids, 20, 234 (1977)

[47] C. POPOVICS. Thèse d'Etat, Université Paris XI (1981)

D.T. ATTWOOD, D.W. SWEENEY, J.M. AUERBACH, P.H.Y. LEE. Phys. Rev. Lett., 40, 184 (1978)

A. RAVEN, O. WILLI. Phys. Rev. Lett., 43, 278 (1979)

R. BENATTAR, C. POPOVICS. Phys. Rev. Lett., 45, 1108 (1980)

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

C H A P I T R E II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

SOMMAIRE

	Pages
II.1 Lasers	76
II.2 Cibles	78
II.3 Systèmes de focalisation	78
II.4 Enceintes expérimentales et diagnostics associés à l'expérience	80
II.5 Diagnostics d'absorption	83
II.5.1 Mesure du diagramme polaire du rayonnement laser réfléchi par le plasma	85
II.5.2 Sphère de Ulbricht	85
II.5.3 Miroir elliptique	93
II.5.4 Mesure de la rétrodiffusion	94
II.6 Analyse spectrale du rayonnement laser réfléchi	96

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

L'étude théorique des différents mécanismes d'interaction que nous avons exposée au chapitre I nous a permis de dégager les paramètres fondamentaux qui régissent l'interaction et ainsi de définir les expériences nécessaires à l'étude de l'absorption. Les principales questions qui se posent sont :

- Quels sont les mécanismes qui absorbent ou réfléchissent l'énergie laser?
- Combien d'énergie absorbent-ils et où?
- Sous quelle forme cette énergie est-elle absorbée : formation d'électrons thermiques ou suprathermiques?

Les expériences, que nous présenterons au chapitre III, sont principalement dirigées sur les deux premières questions ; le troisième point, qui est une conséquence directe des deux premiers, a plus particulièrement été étudié à partir des mesures de température électronique au cours des mêmes expériences ; les résultats détaillés le concernant pourront être trouvés dans les références indiquées.

Dans ce chapitre nous décrivons le dispositif expérimental et les diagnostics que nous avons utilisés.

En ce qui concerne les expériences, les paramètres dont nous disposons peuvent être séparés en trois groupes se rapportant respectivement aux caractéristiques du laser, des cibles et de la focalisation.

Le laser possède un certain nombre de paramètres auxquels nous avons directement accès : ce sont la longueur d'onde, l'énergie, la durée et la

forme des impulsions (possibilité d'additionner une pré-impulsion), et la direction de la polarisation. Il existe également des paramètres plus difficilement contrôlables mais qui ont aussi une influence sur l'interaction et qui sont, entre autres, l'homogénéité du faisceau et la présence de points chauds ainsi que le contraste de l'impulsion.

Les cibles peuvent être planes et massives, ou sphériques pleines ou creuses (microbilles et microballons). Elles peuvent être constituées de matériau de numéro atomique et de nombre de charge différents.

Le faisceau laser est focalisé soit par une lentille asphérique convergente, soit par un miroir. Dans les deux cas, la longueur focale définit l'ouverture du faisceau et donc l'enveloppe des angles d'incidence sur la cible ; lorsque celle-ci est plane, son orientation par rapport à l'axe du laser est un paramètre supplémentaire. La qualité du système de focalisation détermine de plus le diamètre de la tache focale et donc le flux sur la cible pour une énergie et une durée de l'impulsion laser choisies. Il est, d'autre part, possible de placer la cible à une distance variable du foyer sur l'axe laser, ce qui a une grande influence sur la géométrie de l'interaction comme nous l'avons montré au chapitre I-2.

C'est en jouant sur ces différents paramètres que nous avons cherché à mettre en évidence et à déterminer les contributions des différents processus d'interaction exposés dans le chapitre I. Il est important de remarquer que la bonne définition d'une expérience passe par le contrôle au minimum de tous ces paramètres. Nous présenterons les résultats de ces expériences après avoir préciser un peu plus les moyens et les diagnostics utilisés.

II-1 LES LASERS

Deux types de lasers ont été utilisés. Tout d'abord le laser du GRECO Interaction Laser Matière à verre dopé au néodyme dont l'amplificateur final a un diamètre de 90 mm. Ce système délivre à 1,06 μm, 20 J en 100 ps et environ 100 J en 2,5 ns. Grâce à l'utilisation de cristaux de KDP, il est possible d'effectuer le doublage en fréquence ainsi que le quadruplage avec des rendements en énergie respectivement de 50 % et

20 % par rapport à la fréquence fondamentale. Les énergies maximales obtenues ainsi sont 12 J en 80 ps et 32 J en 2 ns à 0,53 µm, et 8 J en 160 ps à 0,26 µm.

Un synthétiseur d'impulsions à 10 canaux permet de générer un train de 10 impulsions avec des intervalles de temps de 60 ps. Ce système nous a permis de produire deux types de pré-impulsion :

1. Soit une pré-impulsion, dite discrète, constituée d'une impulsion unique de 100 ps à mi-hauteur, contenant de 5 % à 30 % de l'énergie de l'impulsion principale et parvenant 500 ps avant celle-ci ; ceci utilise les canaux 1 et 10 du synthétiseur.

2. Soit une pré-impulsion continue d'une durée de 500 ps en avant de l'impulsion principale et contenant de 10 % à 30 % de l'énergie laser ; elle est formée à partir des canaux 1, 4, 7 du synthétiseur.

D'autre part un système de prélèvement d'une impulsion en début de chaîne et de retard optique nous a permis de produire des pré-impulsions discrètes de même largeur à mi-hauteur que l'impulsion principale et la précédant de 1,7 ns.

A la sortie le faisceau laser est polarisé linéairement et il est possible de faire tourner la polarisation au moyen d'une lame demi-onde disposée à la sortie du rotateur de Faraday.

La vraie incidente a une largeur spectrale très fine, inférieure à 0,12 Å.

Nous ne donnons ici que les caractéristiques principales du laser que nous avons utilisées pour nos expériences ; une description plus complète et plus détaillée du laser peut être trouvée dans les rapports annuels du GRECO ILM 1977-1981.

Le deuxième laser utilisé est un laser à CO_2 dont l'impulsion finale a une énergie de 12 J dans une impulsion de 1 ns de largeur à mi-hauteur (500 ps de temps de montée et 1,5 ns de temps de descente). Une cellule d'absorbant saturable (SF_6-He) permet d'obtenir un contraste d'environ 10^3. La polarisation du faisceau à la sortie est à 97 % dans le plan

horizontal, ce qui correspond à la polarisation p pour des cibles verticales. La rotation de la polarisation du plan horizontal au plan vertical est effectuée par des réflexions métalliques sur des miroirs inclinés à 45° en avant de l'enceinte expérimentale, ce qui introduit une légère dépolarisation.

II-2 LES CIBLES

La plupart des expériences ont été effectuées sur des cibles planes et massives ; différents matériaux ont été utilisés : terphane (C_{10} H_8 O_4), aluminium, cuivre, nickel et or. Quelques expériences ont été faites sur des cibles sphériques, microbilles et microballons de verre, de diamètre compris entre 60 µm et 170 µm.

Les cibles planes ou sphériques sont positionnées dans l'enceinte au moyen de trois télémicroscopes correspondant aux trois directions géométriques et de fort grossissement (∿ 300). Ils permettent une précision d'environ 5 à 10 µm pour chaque direction. Dans le cas des cibles sphériques la position du foyer est préalablement repérée par des impacts sur cible plane visualisés sur les trois écrans.

II-3 SYSTEMES DE FOCALISATION

Différentes sortes d'optiques de concentration ont été utilisées suivant les expériences :

a) Dans les expériences *néodyme* plusieurs lentilles asphériques corrigées des aberrations ont été utilisées successivement :

1. une lentille SORRO de longueur focale 18 cm à 1,06 µm et d'ouverture numérique f/2.4 pour un diamètre de faisceau de 7,6 cm ;

2. une lentille REOSC plan elliptique de longueurs focales 12 cm et 11 cm respectivement à 1,06 µm et à 0,53 µm, et d'ouverture f/1.3 ;

3. pour les expériences à 0,26 µm une lentille en quartz suprasil de focale 9 cm pour cette longueur d'onde et d'ouverture f/1.1.

Tous ces systèmes ont des ouvertures élevées, ce qui est favorable à deux types d'expériences : d'une part, dans les expériences sur cibles

planes ils permettent d'obtenir des conditions voisines de celles réalisées dans les expériences de compression sur cibles sphériques, d'autre part ils produisent une plus grande symétrie d'illumination dans les expériences d'interaction sur cibles sphériques.

Le positionnement, le repérage et la détermination du diamètre de la tache focale sont faits pour chaque lentille à partir :

- d'impacts sur des papiers photosensibles à différents flux ;
- de photographies avec une caméra sténopée de la tache focale dans le domaine d'émission X d'énergie 1-2 keV ;
- de photographies de la zone d'émission du deuxième harmonique de la fréquence laser par le plasma ;
- et par la détermination du taux d'occultation du faisceau par des microbilles test (cf. figure II-5).

Nous obtenons ainsi un diamètre de la tache focale à demi-énergie de 50 µm à 1,06 µm et à 0,53 µm. A 0,26 µm, les tirs sur microbilles test montrent que 80 % de l'énergie est déposée dans un diamètre de 65 µm.

En plus des méthodes exposées ci-dessus, la recherche du foyer peut se faire à partir de l'évolution de l'émission du rayonnement X dur et de la rétrodiffusion dans l'optique de collimation (pour les impulsions longues) en fonction de la distance de la cible au foyer, qui présentent toutes les deux un maximum étroit lorsque le foyer est sur la cible.

Dans la plupart de nos expériences la cible est positionnée au foyer de la lentille. Cependant, chaque expérience est assortie d'une étude de l'évolution des grandeurs étudiées en fonction de la position du foyer. Cette étude présente deux intérêts : d'une part l'estimation des barres d'erreur liées au positionnement des cibles, d'autre part l'étude de l'influence de la dimension de la tache focale sur le phénomène étudié pour un flux donné.

Pour les expériences où le flux sur la cible est le paramètre, ses variations sont obtenues par atténuation du faisceau incident au moyen d'atténuateurs calibrés, la cible restant au foyer.

b) Dans le cas des expériences avec le *laser à* CO_2, le système de focalisation est un miroir sphérique convergent de longue focale (f = 120 cm) et d'ouverture f/12, ce qui permet d'obtenir des angles d'incidence très bien définis sur cible plane et qui sont compris entre 0° et 5°. La tache focale a un diamètre de (500 ± 100) µm, ce qui donne un flux maximum sur la cible de 5.10^{12} W/cm^2.

Le tableau de la page suivante résume les paramètres liés au laser, aux cibles et à la focalisation dont nous disposons pour nos expériences ainsi que leurs domaines de variation que nous avons utilisés.

II-4 ENCEINTES EXPERIMENTALES ET DIAGNOSTICS ASSOCIES A L'EXPERIENCE

Les expériences sont effectuées dans une enceinte à vide ($\sim 10^{-6}$ Torr) dans laquelle et autour de laquelle sont disposés un certain nombre de diagnostics. La photographie 1 représente une vue générale de l'expérience néodyme et la figure II-1 représente le schéma de la configuration générale de la chambre d'interaction néodyme en vue de dessus et en vue latérale.

Différents diagnostics ont été mis en place :

- La mesure du bilan optique et l'analyse spectrale du rayonnement réfléchi par le plasma seront détaillées dans le paragraphe suivant.

- La mesure de la température électronique est faite à partir de l'analyse du rayonnement X continu émis par bremssthralung dans la bande de 1 à 60 KeV. Nous utilisons pour cela un analyseur multicanal [1] dont les filtres spectraux sont obtenus par une combinaison de feuilles métalliques d'épaisseur et natures diverses, les détecteurs sont six diodes PIN et quatre scintillateurs à Na I couplés avec des photomultiplicateurs.

Il faut remarquer que la température électronique mesurée ainsi correspond à celle de la zone du plasma qui contribue le plus à l'émission, c'est-à-dire à une zone de densité élevée, supérieure à la densité critique ; cette méthode ne permet donc pas une détermination exacte de la température de la couronne.

	Laser à CO_2	*Laser à Nd*		
Longueur d'onde	10,6 µm	1,06 µm	0,53 µm	0,26 µm
Durée d'impulsion Flux (W / cm^2)	1 ns $2.10^{11} - 5.10^{12}$	100 ps $2.10^{10} - 2.10^{15}$ 2,5 ns $2.10^{11} - 4.10^{14}$	80 ps - 160 ps $4.10^{13} - 10^{15}$ 2 ns $4.10^{11} - 10^{13}$	60 ps et 160 ps $1 - 6.10^{14}$
Polarisation	p et s	p	p et 45°	p
Possibilité de pré-impulsion		 500 ps 500 ps		 1,7 ns
Cibles	planes - massives $C_{10}H_8O_4$	planes - massives : $C_{10}H_8O_4$; Al ; Cu ; Ni ; Au		et microballons et microbilles ϕ 65 - 170 µm
Angle d'incidence	$\in [0°, 55°]$	[0°, 55°]	[0°, 55°]	0°
Systèmes de focalisation	miroir sphérique f/12	Lentilles asphériques convergentes f/2.4 ; f/1.4	f/1.3	f/1.1

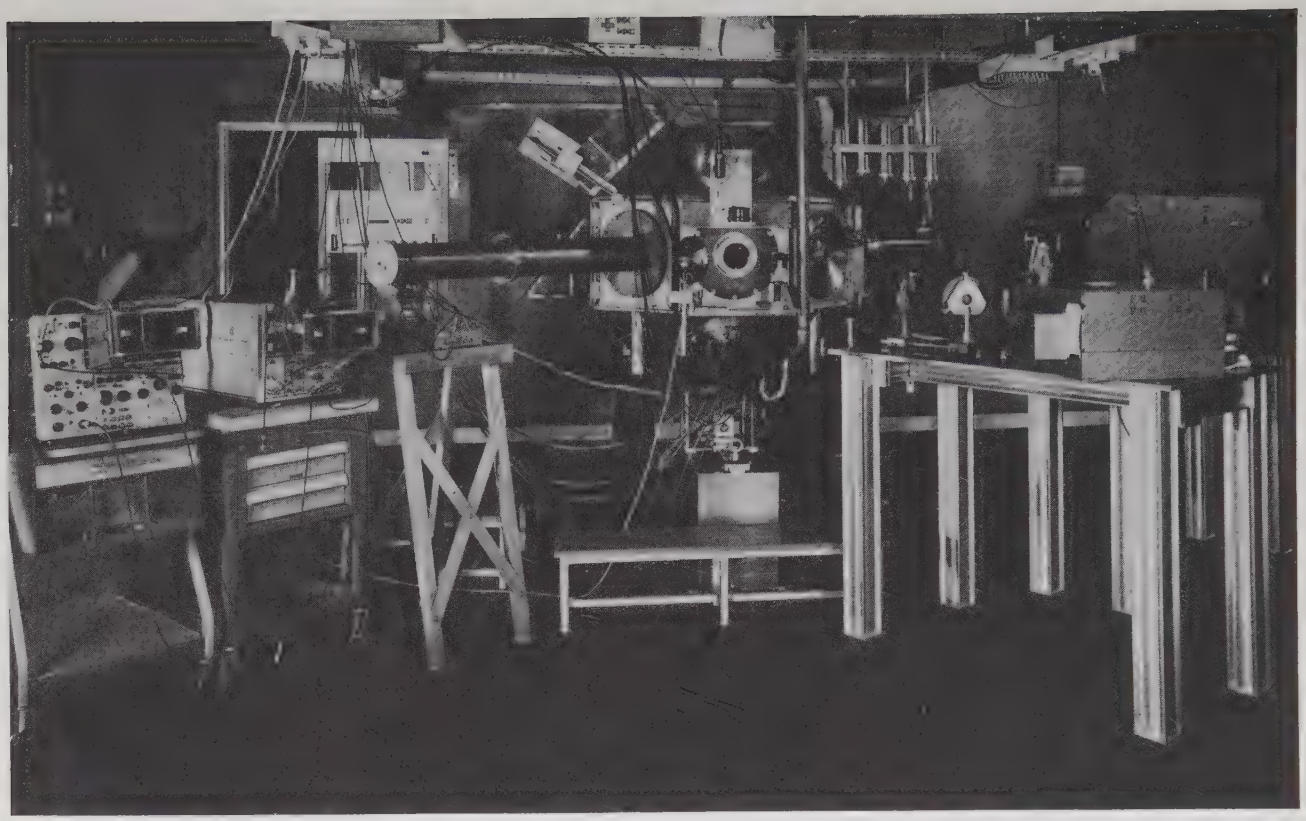


Photo 1 : Vue générale de l'expérience néodyme

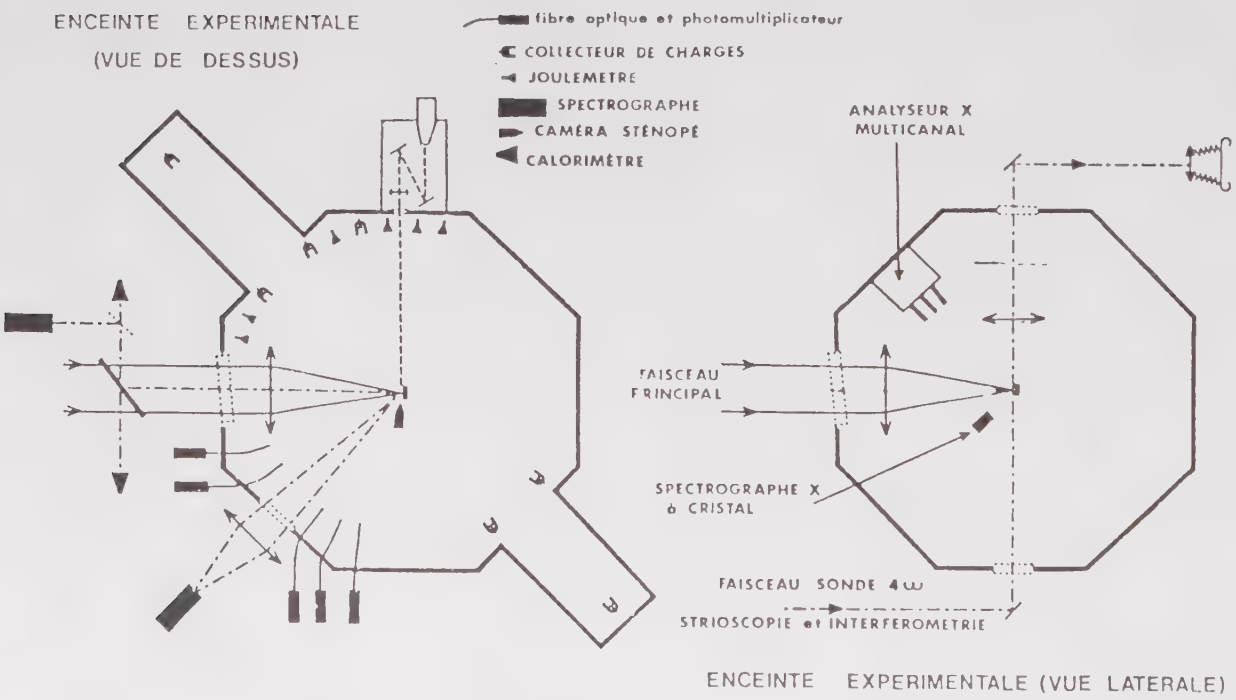


Figure II-1 : Schéma de la chambre expérimentale de l'expérience néodyme

▪ Des collecteurs de charges [2] permettent d'analyser, par la technique du temps de vol, la distribution des ions et d'obtenir ainsi une estimation de la valeur de la vitesse du son $c_s = (Z\,k\,T_e/m_i)^{\frac{1}{2}}$ basée sur la relation $dN/dv \sim \exp(-v/c_s)$ dans un modèle d'expansion isotherme.

La description de l'expérience CO_2 est très semblable à la précédente et un schéma du dispositif expérimental est montré sur la figure II-2. Dans ce cas, le diagnostic principal est la mesure du bilan optique au moyen d'une sphère de Ulbricht décrite dans le paragraphe suivant.

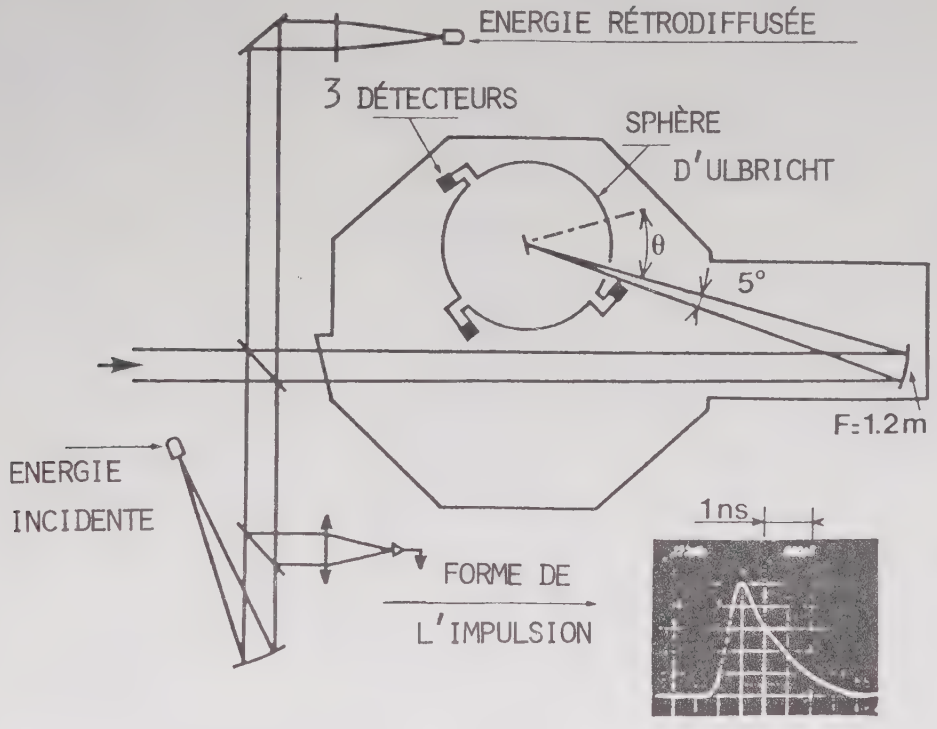


Figure II-2 : Schéma du dispositif expérimental de l'expérience CO_2

II-5 DIAGNOSTICS D'ABSORPTION

Le but de nos expériences est de mieux comprendre les mécanismes d'absorption mis en jeu dans l'interaction laser-plasma. Pour cela nous avons choisi comme diagnostic la mesure de l'énergie absorbée (A) définie comme la différence entre l'énergie incidente et l'énergie réfléchie ou diffusée sans changement important de fréquence, dans les 4π stéradians. Nous avons donc mis au point les systèmes nécessaires à la mesure de la réflectivité R du plasma et nous en déduisons

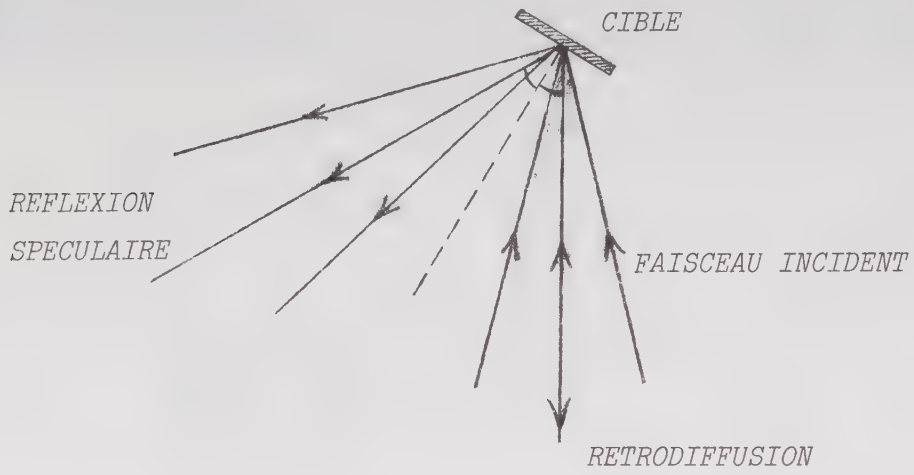
l'absorption par A = 1 -R. La réflexion sur une cible plane comprend trois composantes dont les caractéristiques angulaires sont les suivantes :

1. Un faisceau bien collimaté correspondant à la réflexion spéculaire et dont la divergence est du même ordre que celle du faisceau incident.

2. Une partie diffusée avec une distribution angulaire relativement large.

3. Et une partie rétrodiffusée dans l'optique de collimation qui peut dans certains cas, en incidence oblique par exemple, être attribuée à la rétrodiffusion Brillouin stimulée.

Selon les expériences, il peut être plus ou moins possible et intéressant d'analyser ces composantes séparément ou de déterminer d'une façon globale l'énergie qu'elles contiennent.



C'est pourquoi nous avons mis au point deux types de dispositifs : le premier consiste en un grand nombre de calorimètres disposés tout autour de la cible, la deuxième consiste en un calorimètre intégral entourant complètement la cible. Ces deux sortes de dispositifs apportent des informations différentes et complémentaires sur l'absorption : le premier produit une mesure de la répartition spatiale du rayonnement réfléchi point par point, tandis que le deuxième permet une mesure globale très précise de l'énergie réfléchie par le plasma dans tout l'espace, quelle que soit sa répartition. Dans les deux cas, l'énergie réfléchie dans l'optique de collimation est mesurée séparément au moyen d'un calorimètre extérieur à l'enceinte décrit plus loin. Un troisième système a également été utilisé dont le principe devrait permettre de joindre les avantages des deux premiers dispositifs, mais

dont l'utilisation est plus contraignante et plus délicate du point de vue de la calibration ; il s'agit d'un miroir elliptique dont le plasma occupe un foyer et un détecteur pyroélectrique le deuxième foyer et dont nous décrivons le principe en II-5.3.

II-5.1 MESURE DU DIAGRAMME POLAIRE DU RAYONNEMENT LASER REFLECHI PAR LE PLASMA

A cette fin nous avons disposé dans l'enceinte douze détecteurs pyroélectriques, du type Gen Tec (ED 200) ; ces détecteurs sont répartis autour de la cible comme le montre la figure II-1, d'une part dans le plan d'incidence (horizontal) et d'autre part dans le plan perpendiculaire (vertical), et ils permettent de faire l'analyse du diagramme de réflexion sur un seul tir. Chaque Gen Tec, préalablement calibré, produit une mesure de l'énergie intégrée dans le temps, du rayonnement laser réfléchi par le plasma dans un angle solide d'environ $2{,}5.10^{-3}$ stéradians. Le principal intérêt de ce dispositif est la détermination point par point du diagramme angulaire du rayonnement réfléchi qui peut être précieux pour l'étude de la géométrie de l'interaction et permet une mesure séparée des intensités contenues dans les trois composantes principales de la réflexion (spéculaire, diffusée et rétrodiffusée) dans le cas de l'interaction en incidence oblique. Des exemples de diagrammes angulaires obtenus ainsi sont donnés en III (figures III-7, III-14, III-23). Moyennant certaines hypothèses sur la symétrie de la réflexion, il est possible d'interpoler ce diagramme sur tout l'espace et d'en déduire, par intégration, l'énergie totale réfléchie. Cependant la mesure de l'absorption effectuée ainsi comporte de nombreuses incertitudes et il est alors préférable d'utiliser un calorimètre intégrateur.

II-5.2 SPHERE DE ULBRICHT

Ce dispositif représenté sur la figure II-3 permet de collecter toute la lumière réfléchie dans 4 πstéradians par le plasma placé en son centre.

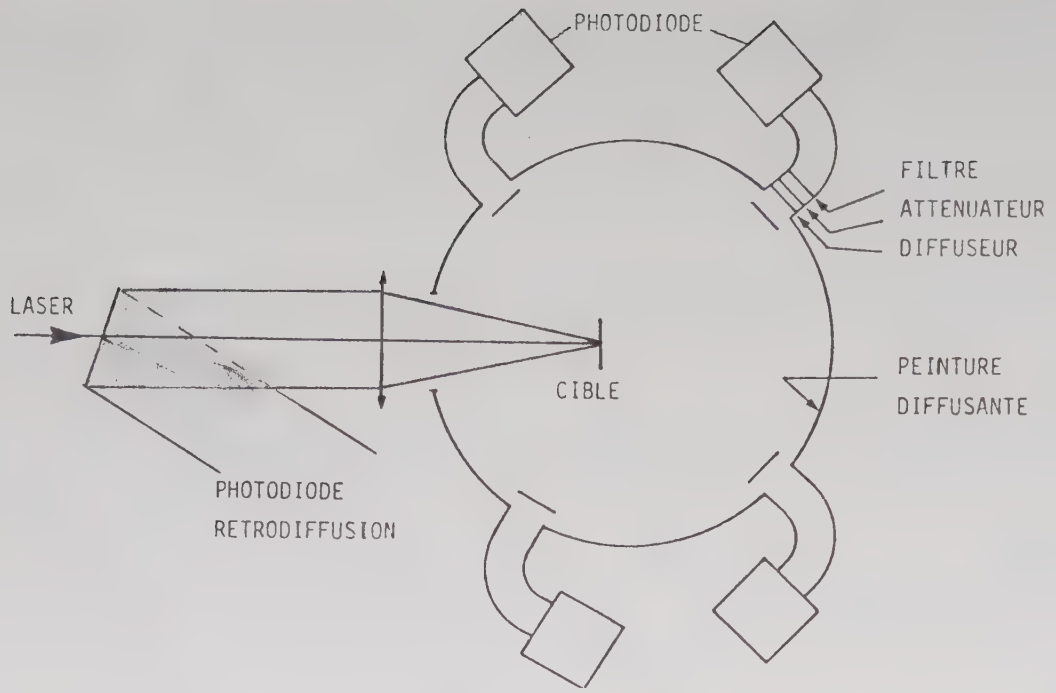


Figure II-3 : Schéma de la sphère d'Ulbricht

Il est remarquable de noter que ce système a été imaginé et mis au point en 1900 par R. Ulbricht [3] ; l'une des premières réalisations a été effectuée par Blondel [4] en 1905 dans le but de faire des mesures photométriques intégrées dans l'espace de différentes sources lumineuses anisotropes. L'application de cette sphère à la mesure de la réflectivité d'un plasma a été réalisée à Garching [4] et le principe, exposé en détails dans la référence [5], est le suivant :

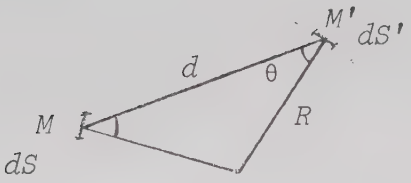
Il utilise des propriétés de géométrie sphérique et de surface parfaitement diffusante, c'est-à-dire dont l'émission est proportionnelle au cosinus de l'angle compris entre la normale à la surface et la direction d'observation (loi de Lambert). Sachant de plus que l'intensité d'illumination d'une surface est inversement proportionnelle au carré de la distance à la source, il est possible de montrer que tous les éléments de la surface intérieure de la sphère éclairent tous les autres éléments de surface de façon égale.

Calculons par exemple l'intensité lumineuse dI émise et reçue respectivement par les éléments de surface dS' et dS de la sphère et situés en M' et M sur la figure suivante. Soit L la luminance, θ l'angle entre

la direction d'observation et la normale à dS', d la distance MM' et R le rayon de la sphère

$$dI = (L\, dS' \cos\theta)\ (\frac{dS \cos\theta}{d^2})$$

$$= L\, \frac{dS \,.\, dS'}{4R^2}$$



dS étant choisi de façon quelconque, cette relation montre que l'éclairement de la surface de la sphère par la lumière uniquement *réfléchie* est la même en tous points, quelle que soit l'asymétrie de la lumière reçue *directement* de la source.

Nous pouvons alors montrer que l'éclairement total moyen d'un point quelconque E est proportionnel à l'éclairement moyen de la surface de la sphère provenant directement de la source E_s. Soit E_d l'éclairement associé à la lumière diffusée dans la sphère, r le facteur de réflexion de la surface et a le coefficient d'absorption (a = 1 - r), nous avons par définition :

$$E = E_s + E_d$$

E_d est composé de réflexions multiples :

$$E_d = r\, E_s + r^2\, E_s + \ldots$$

$$\Rightarrow E = E_s\ (1 + r + r^2 + \ldots + r^{n-1}) = E_s\, \frac{1 - r^n}{1 - r}$$

Lorsque n est très grand : $\boxed{E = \frac{E_s}{a}}$

La mesure de l'éclairement d'un petit élément de la surface intérieure de la sphère est donc proportionnelle à l'intensité lumineuse émise par la source, quelle que soit sa répartition spatiale et en permet donc la mesure.

La sphère utilisée dans notre expérience avec le laser à néodyme est formée d'une sphère de plexiglass de 25 cm de diamètre (photographie 1) recouverte d'une peinture parfaitement diffusante (Eastman Kodak white reflectance coating), décrite dans la référence [6] et dont le coefficient de réflection en fonction de la longueur d'onde est montré sur la figure II-4. D'après le principe exposé ci-dessus chaque élément de la surface de la sphère reçoit une intensité proportionnelle à l'intensité du rayonnement laser réfléchi par le plasma ; nous avons donc disposé quatre photodiodes comme l'indique la figure II-3. Chaque photodiode se trouve au fond d'un coude diffusant qui, associé à un petit cache placé à l'entrée du coude, permet de protéger la photodiode de la lumière directe du laser. Ces photodiodes sont de plus équipées de filtre interférentiel et d'atténuateurs, et produisent ainsi chacune une mesure de l'intensité lumineuse à l'intérieur de la sphère. La mesure finale est obtenue en moyennant les valeurs mesurées par ces quatre photodiodes, ce qui permet de tenir compte des inhomogénéités de la sphère provenant en particulier des ouvertures nécessaires au faisceau incident ainsi qu'au support et à l'alignement des cibles.

La calibration de la sphère est faite en mesurant la réponse des photodiodes en fonction du flux incident dans deux cas :

- soit en tirant à faible flux sur un miroir diélectrique défocalisé, pour différents angles d'incidence ;
- soit en tirant directement dans la sphère vide.

Un exemple de courbes de calibration obtenues sur les quatre photodiodes dans le cas où la sphère est vide est montré en figure II-5. L'effet comparé de la présence du miroir à différents angles d'incidence ou de la sphère vide est montré sur la figure II-6. Ces résultats montrent que les calibrations des quatre photodiodes sont les mêmes dans les deux cas, ce qui confirme l'indépendance de la mesure par rapport à la distribution angulaire du rayonnement ; ils montrent de plus que les réponses des photodiodes sont parfaitement linéaires pour des intensités sur

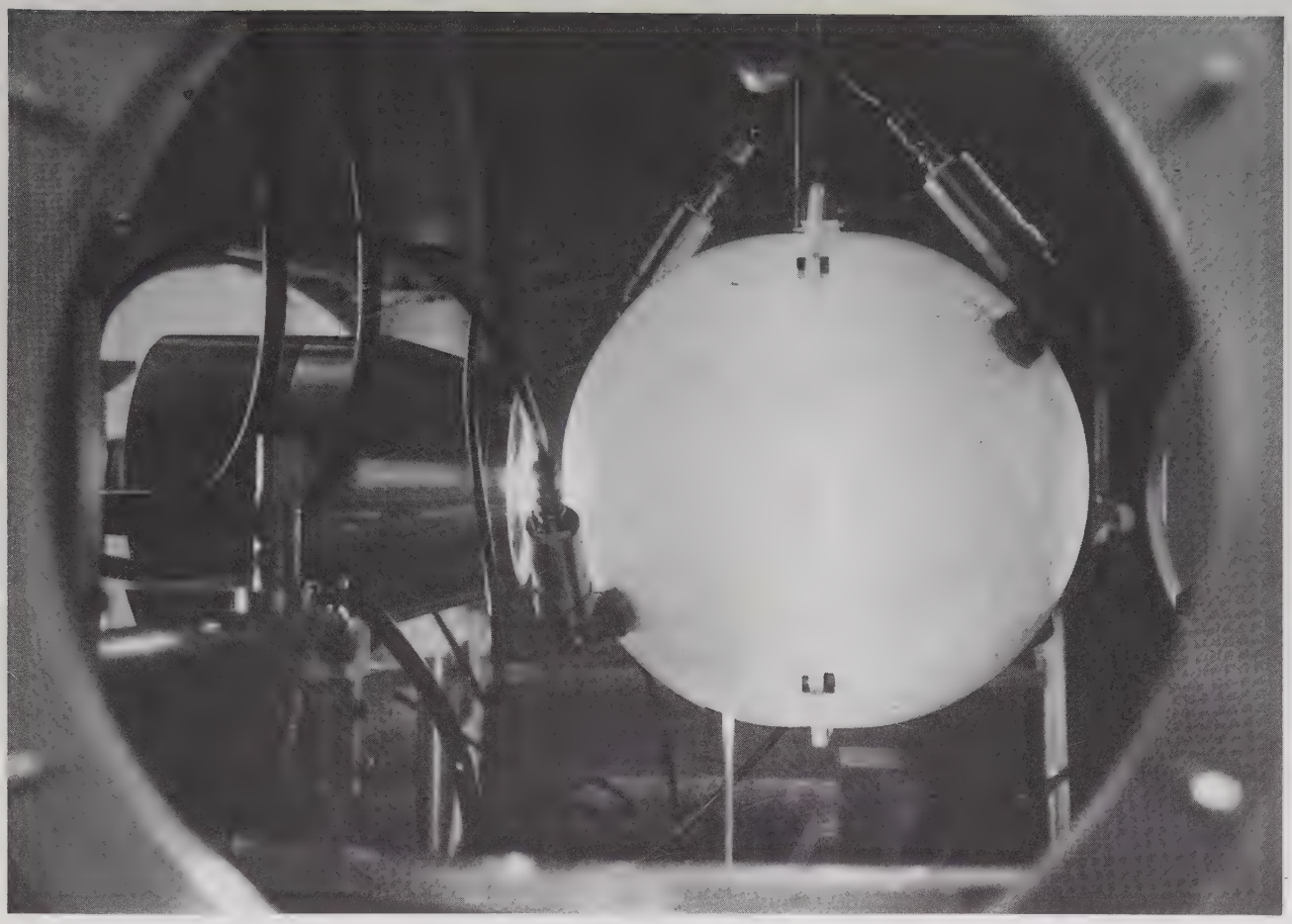


Photo 1 : Vue de la sphère d'Ulbricht montée à l'intérieur de la chambre d'expérience. On distingue sur la gauche la lentille de focalisation du faisceau laser, montée dans son support mobile

la surface inférieures à 1,5 GW/cm^2. Pour chaque série d'expériences, la calibration est faite avant et après la série de tirs sur cible. Les résultats sur plusieurs tirs montrent que la précision de la mesure est de ± 5 %.

Il est important de souligner ici ce que représentent les mesures d'énergie effectuées avec la sphère d'Ulbricht et qui sont utilisées dans la plupart des expériences décrites dans la suite. Le bilan optique obtenu avec la sphère comprend deux composantes : l'énergie rétrodiffusée dans la lentille de focalisation et l'énergie diffusée dans la sphère. En incidence normale sur la cible, la réflexion dans l'optique est la superposition de la réflexion spéculaire et de la rétrodiffusion Brillouin stimulée (lorsqu'elle est déclenchée), tandis que l'énergie mesurée dans la sphère représente l'énergie diffusée ou réfractée par le plasma.

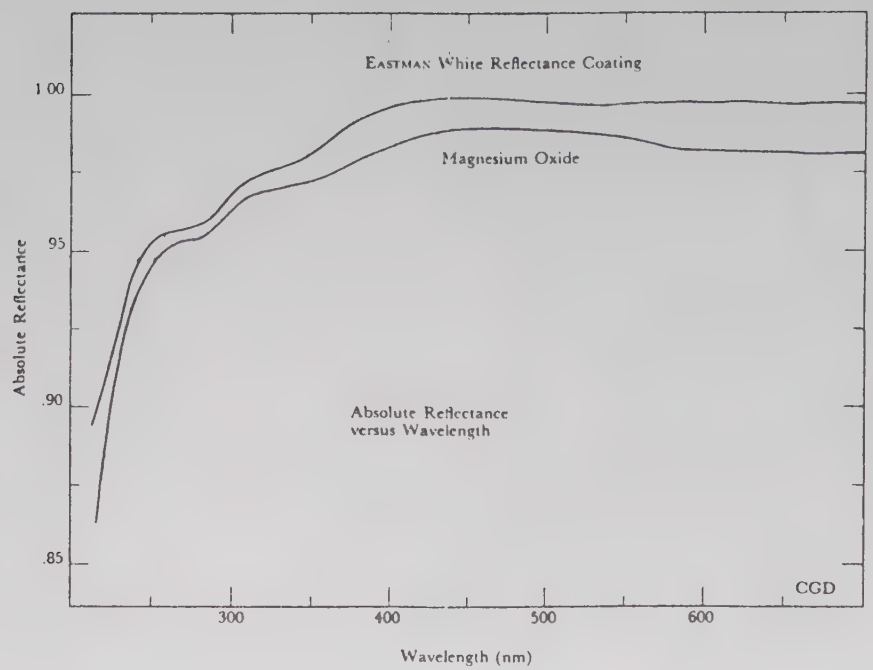


Figure II-4 : Coefficient de réflexion de la peinture utilisée pour la sphère de Ulbricht en fonction de la longueur d'onde

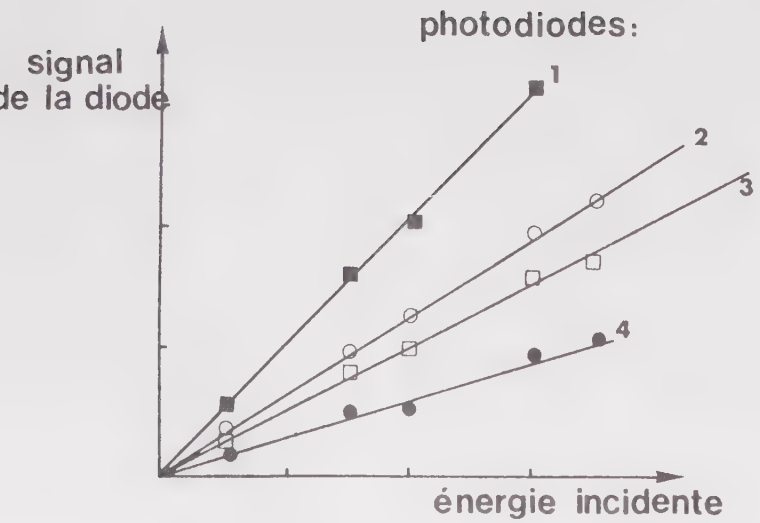


Figure II-5 : Exemples de courbes de calibration des quatre photo - diodes de la sphère de Ulbricht vide

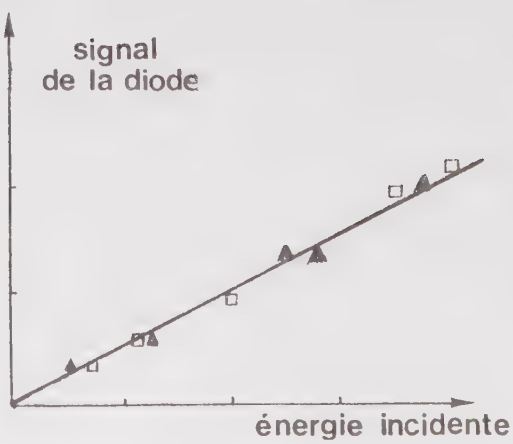


Figure II-6 : Calibration d'une photodiode en présence d'un miroir diélectrique avec différentes incidences (▲),et sans miroir (□)

En incidence oblique, suivant l'ouverture de la lentille de focalisation et l'angle d'incidence, la réflexion spéculaire se retrouve partiellement ou complètement dans la sphère. Ceci peut être intéressant dans certains cas car cela permet d'isoler la rétrodiffusion Brillouin stimulée pour des angles d'incidence suffisamment grands.

La sphère que nous venons de décrire a été utilisée dans les expériences d'absorption sur cibles planes et massives avec les trois longueurs d'onde du laser à néodyme (1,06 µm, 0,53 µm et 0,26 µm). Dans le cas des expériences avec le laser à CO_2, nous avons utilisé une autre sphère qui fonctionne sur le même principe, mais dans laquelle la diffusion n'est plus produite par une peinture mais par du laiton grenaillé et microbillé qui assure alors la diffusion du rayonnement à 10,6 µm ; la détection est effectuée par trois détecteurs pyroélectriques (Gen Tec) disposés de manière analogue au cas précédent.

Pour les expériences sur cibles sphériques avec le laser à néodyme, la même sphère que celle décrite pour les cibles planes peut être utilisée dans la mesure où le diamètre de la bille est supérieur au diamètre de la tache focale. Dans le cas contraire, lorsque le diamètre de la cible est du même ordre de grandeur ou inférieur au diamètre de la tache focale, une fraction non négligeable de l'énergie incidente n'est pas interceptée par la bille et se retrouve intégralement dans la sphère. Cette proportion d'énergie dépend de plus de la position de la bille par rapport au foyer de la lentille de focalisation comme le montre la figure II-7 sur laquelle est reportée la mesure du taux d'occultation d'une bille de diamètre 65 µm en fonction de la position de la bille par rapport au foyer dans le cas du laser à néodyme fonctionnant à 0,26 µm et focalisé par une lentille d'ouverture f/1. Le montage est indiqué sur le schéma ci-après : une lentille identique à la lentille de focalisation, montée en afocal, assure la reprise de l'énergie non interceptée par la cible. Les mesures sont effectuées sur un calorimètre placé à la sortie de l'enceinte, dont la calibration est faite au moyen de tirs sans cible, ce qui donne une mesure du taux de transmission du système optique (lentilles + hublots).

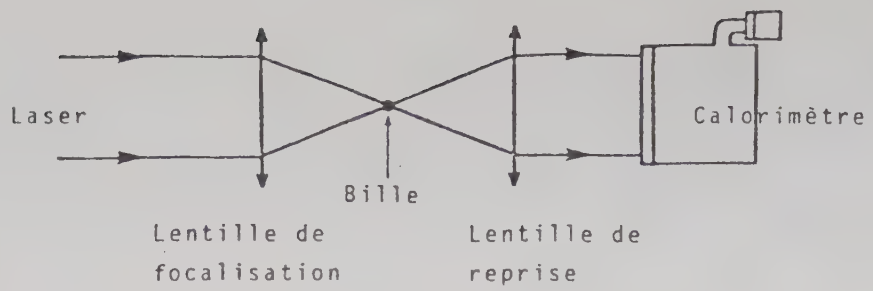


Schéma 1 : Détermination de l'énergie laser non interceptée par la cible

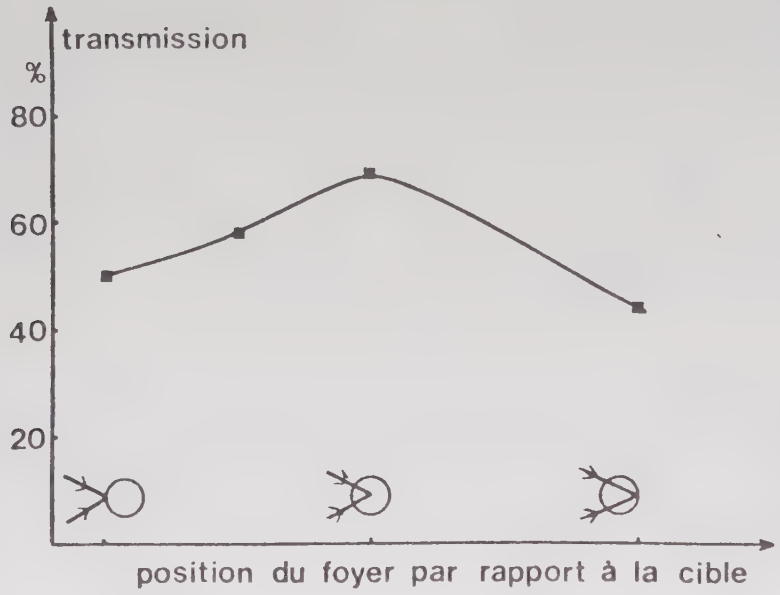


Figure II-7 : Etude de la transmission sur microbille ($\phi \sim 65$ µm) en fonction de la focalisation

Lorsque le faisceau est focalisé au centre de la bille, la transmission est de 30 %, cela signifie que 70 % de l'énergie incidente ont été interceptés par la cible. Lorsque le faisceau est focalisé sur la face avant ou sur la face arrière de la bille, le taux d'occultation est plus faible, respectivement 56 % et 50 %.

Les mesures d'énergie du rayonnement laser réfléchi par la cible au moyen de la sphère de Ulbricht mise au point pour les cibles planes sont donc entachées d'une erreur systématique due à l'énergie qui arrive directement dans la sphère. Une estimation de cette erreur peut être obtenue à partir de la calibration de la sphère vide en fonction de l'énergie incidente, mais les mesures effectuées ainsi restent imprécises ; c'est pourquoi nous avons mis au point une nouvelle sphère de Ulbricht permettant les mesures séparées de la transmission et de la réflexion sur la cible et représentée sur la figure II-8.

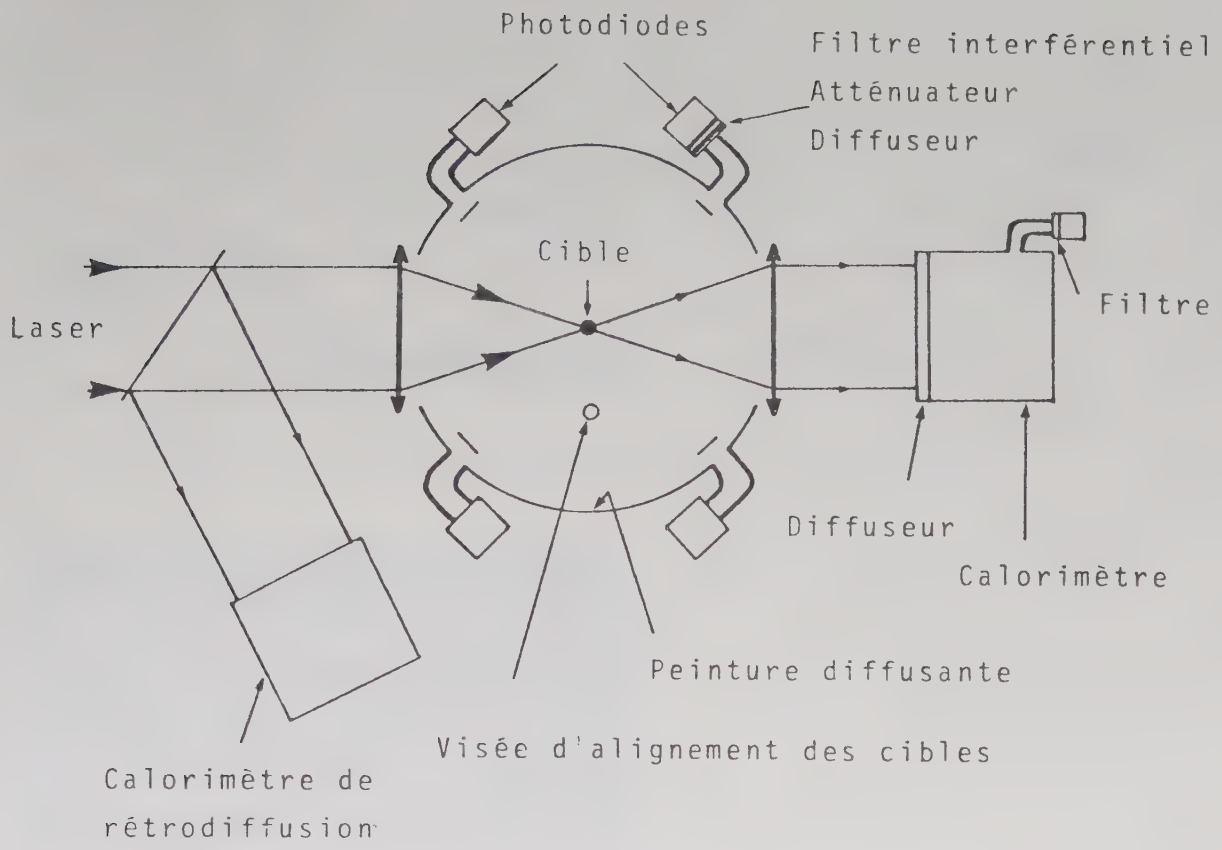


Figure II-8 : Sphère de Ulbricht destinée aux mesures d'absorption sur microbille

II-5.3 MIROIR ELLIPTIQUE

Le troisième système que nous avons utilisé est un miroir elliptique monté comme l'indique la figure II-9 : le plasma occupe l'un des foyers et un détecteur pyroélectrique le deuxième floyer ; ce miroir permet donc de collecter tous les rayons réfléchis dans un angle solide d'environ 3π stéradians. Il est de plus possible de faire simultanément des photographies de l'ellipsoïde pendant le tir, ce qui donne l'allure de la répartition spatiale du rayonnement réfléchi à la fréquence fondamentale ou à un de ses harmoniques. Le principe de ce système est tout à fait attrayant, mais nous avons rencontré de nombreuses difficultés lors de son utilisation : d'une part l'alignement et le montage du miroir sont longs et délicats ; d'autre part nous avons observé une légère dégradation de sa surface après quelques dizaines de tirs, ce qui provoque un doute sur la stabilité du coefficient de réflexion du miroir. Son intérêt est donc principalement qualitatif et nous l'avons utilisé pour observer la variation de l'extension spatiale du diagramme de réflexion dans les expériences effectuées à 1,06 µm en présence d'une préimpulsion.

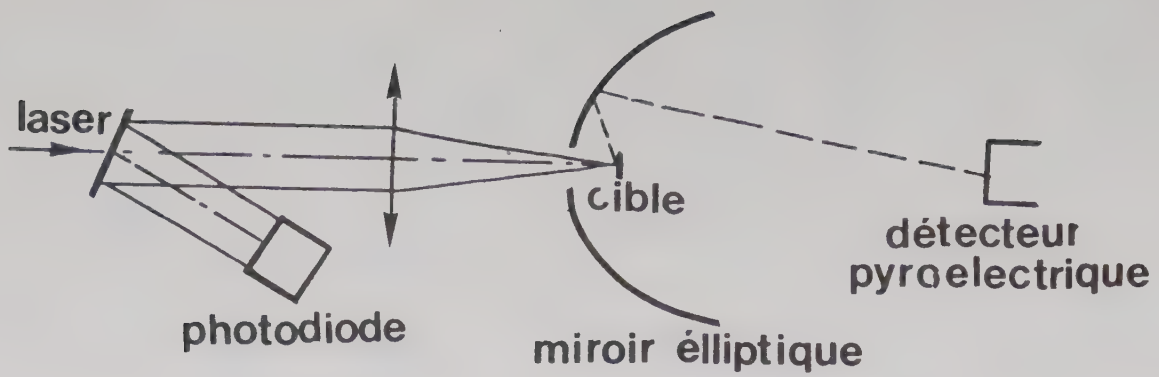


Figure II-9 : Schéma du montage du miroir elliptique

II-5.4 MESURE DE LA RETRODIFFUSION

Les trois systèmes que nous venons de décrire ont pour but l'étude de l'énergie réfléchie ou diffusée dans tout l'espace excepté l'angle solide correspondant à la lentille de focalisation. L'énergie réfléchie dans cette direction est mesurée séparément sur un calorimètre à diffusion représenté sur la figure II-10 et dont le principe est inspiré de celui de la sphère de Ulbricht. Il s'agit d'un cylindre de diamètre légèrement supérieur à celui du faisceau laser, entièrement recouvert de la même peinture diffusante que celle qui a été utilisée pour la sphère et dont l'ouverture est protégée par deux diffuseurs. De même, une photodiode équipée d'un filtre interférentiel et d'atténuateurs et située dans un coude, produit une mesure proportionnelle à l'énergie reçue par le calorimètre. Le même type de calorimètre est utilisé pour mesurer l'énergie incidente du laser après prélèvement d'une faible fraction sur le hublot d'entrée de l'enceinte expérimentale. La calibration du calorimètre de rétrodiffusion est effectuée en plaçant une lame réfléchissant 8 % de l'énergie incidente en avant de la chambre expérimentale, puis en corrigeant la valeur ainsi obtenue par les facteurs de transmission et de réflexion des différents éléments composant l'optique de reprise.

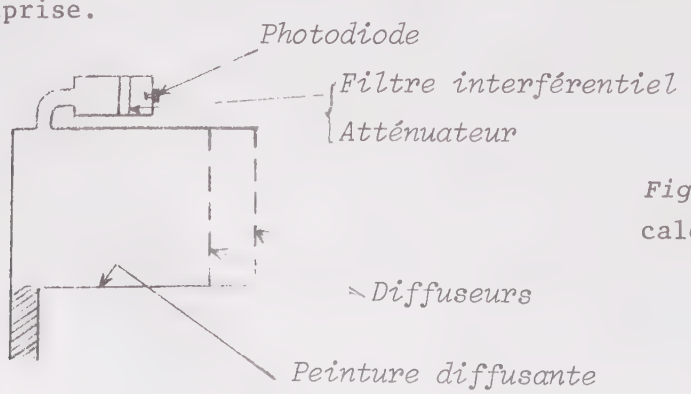


Figure II-10 : Schéma du calorimètre à diffusion

Dans certains cas il s'est avéré nécessaire de faire une résolution temporelle de l'énergie rétrodiffusée, en particulier dans les expériences avec pré-impulsion de façon à séparer les réflexions sur chacune des impulsions ; nous avons alors utilisé une photodiode rapide sur laquelle l'énergie rétrodiffusée est focalisée au moyen d'un miroir sphérique. Un exemple de signal obtenu, sur lequel sont superposés les signaux incidents et rétrodiffusés dans le cas de deux impulsions séparées de 1,7 ns, est montré en figure II-11.

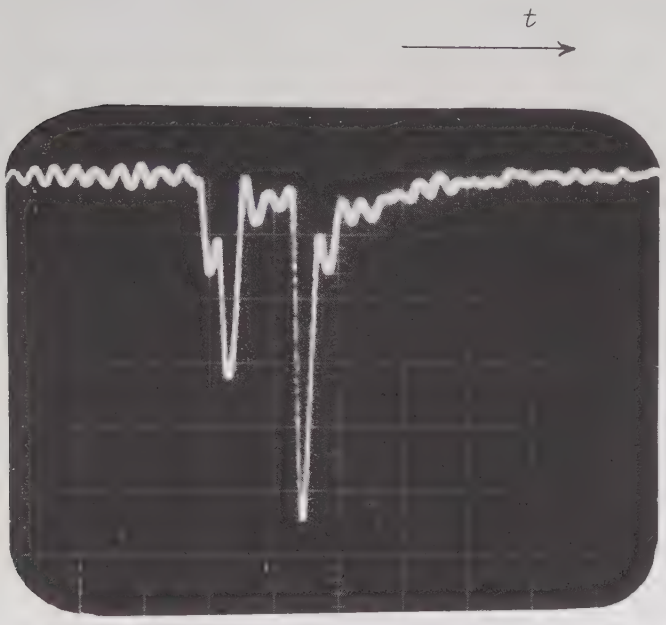


Figure II-11 : Exemple de signal obtenu sur la photodiode rapide, dans lequel on distingue en fonction du temps les deux impulsions incidentes et les deux impulsions réfléchies

En conclusion de ce chapitre sur les méthodes de mesure de l'absorption du rayonnement laser par le plasma utilisées dans notre laboratoire, il est intéressant de faire une revue rapide des méthodes utilisées dans les autres laboratoires effectuant le même type d'expériences. Les détails de chacun de ces dispositifs peuvent être trouvés dans les références correspondantes.

Comme nous l'avons indiqué plus haut nos dispositifs sphère de Ulbricht et miroir elliptique nous ont été fortement inspirés par R. Sigel et A. Maaswinkel de Garching (Allemagne) [4-7] et sont également utilisés dans ce laboratoire.

Le laboratoire de Livermore[8] (U.S.A.) utilise alternativement un ensemble de photodiodes placées dans le plan et perpendiculaire au plan de polarisation, et un "box calorimeter". Ce dernier système, également utilisé dans le laboratoire de Rochester (U.S.A.), consiste en un ensemble de boîtes superposées. La première paroi arrête les ions , les

électrons et les rayons X émis par le plasma et laisse passer le rayonnement laser réfléchi par le plasma qui est mesuré sur la deuxième paroi.

Le Naval Research Laboratory [9] (U.S.A.), le laboratoire de Limeil [10] (France) et le laboratoire du National Research Country [11] (Canada) utilisent un ensemble de petits calorimètres disposés autour de la cible ; ce dernier laboratoire ainsi que celui de Los Alamos [12](USA) utilisent d'autre part un miroir elliptique.

II-6 ANALYSE SPECTRALE DU RAYONNEMENT LASER REFLECHI

Des expériences antérieures ont montré l'intérêt de l'analyse spectrale du rayonnement réfléchi à la fréquence fondamentale du laser ou à ses harmoniques comme diagnostic de l'interaction [13-14]. Le déplacement du maximum et l'élargissement du spectre de la lumière réfléchie à la fréquence fondamentale par rapport à celui du laser sont directement liés à la variation de la phase de l'onde se propageant dans le plasma sous critique. Cette variation peut être due à de nombreux effets dont les plus simples sont le mouvement de la surface sur laquelle se fait la réflexion (couche critique dans le cas de l'incidence normale) qui correspond à l'effet Doppler classique, ou variation temporelle de la longueur caractéristique du gradient de densité ; des effets plus compliqués font intervenir les non-linéarités de l'indice de réfraction du plasma en fonction de l'intensité du laser telle que la modulation de phase et d'amplitude. De plus lorsque l'observation est faite sur le rayonnement réfléchi dans l'optique de collimation, le spectre peut être modifié par l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin stimulée. L'analyse de ces phénomènes est complexe ; elle montre cependant l'intérêt de l'analyse spectrale du rayonnement laser réfléchi comme diagnostic des mécanismes d'interaction laser-plasma ainsi que des paramètres caractéristiques du plasma. Des informations différentes seront obtenues selon la direction d'observation des spectres, qui permet d'étudier séparément les spectres soit du rayonnement purement rétrodiffusé, soit réfléchi spéculairement, soit diffusé par le plasma.

D'autre part la détection et l'analyse des spectres des harmoniques entiers ou demi-entiers de la fréquence fondamentale du laser générés lors

de l'interaction du laser avec le plasma sont également très intéressantes comme diagnostics de ces mécanismes d'interaction. Ils permettent en particulier de mettre en évidence l'existence de phénomènes non linéaires et l'excitation d'instabilités paramétriques telle que l'instabilité 2 plasmons qui est à l'origine de la génération de l'harmonique $\frac{3}{2}\omega$. L'interprétation de la structure des spectres fait l'objet de nombreuses théories dont la confrontation avec les résultats expérimentaux doit être faite avec précaution ; elle permet cependant dans certains cas de faire une estimation des paramètres caractéristiques du plasma tels que la longueur du gradient de densité et de la température électronique locales qui interviennent directement dans les déplacements observés. L'étude des harmoniques forme un sujet très vaste et seuls quelques aspects ont été abordés ici, les résultats sont présentés en corrélation avec les expériences d'absorption dans le chapitre suivant.

Nous avons donc mis en place l'analyse spectrale du rayonnement réfléchi à la fréquence fondamentale ou à ses harmoniques, dans différentes directions d'observation, au moyen d'un spectrographe de type Ebert-Fastié muni de filtres interférentiels. L'image du plasma est formée sur la fente du spectrographe au moyen d'un système optique de reprise composé de lames semi-réfléchissantes, de lentilles convergentes et de miroirs. Le spectrographe est ouvert à f/14 et son pouvoir de résolution est $\sim$ 100 000. Dans le plan image de sortie du spectrographe, la dispersion est 2,7 Å/mm dans l'ordre 2. Dans les expériences effectuées avec le laser à néodyme les spectres sont relevés sur un seul tir, soit au moyen de plaques photographiques qui sont ensuite microdensitométrées, soit au moyen d'un analyseur optique multicanal (OMA).

Il s'agit d'un détecteur photosensible formé de 500 canaux de 25 µm de large permettant ainsi une très bonne résolution spatiale de l'image numérisée. C'est un tube vidicon sensible piloté par une électronique permettant un balayage spécial, d'étendue, de hauteur et de vitesse réglables. Cette électronique assure la numérisation du signal vidéo, mais sans aucune mise en mémoire. Le système est piloté par l'ordinateur après un interfaçage CAMAC [15]. Etant donné que l'OMA produit des résultats numérisés à la vitesse même du balayage (de 10 à 140 µs par canal), il a fallu utiliser une mémoire tampon pour stocker les résultats avant transfert vers l'ordinateur. D'autre part un circuit logique simple permet de synchroniser le remplissage de cette mémoire avec le tir du laser.

Ce système a une résolution de 0,07 Å/canal dans le deuxième ordre et un exemple de spectre de la lumière réfléchie à la fréquence fondamentale dans une expérience à 0,26 µm est montré sur la figure II-12.

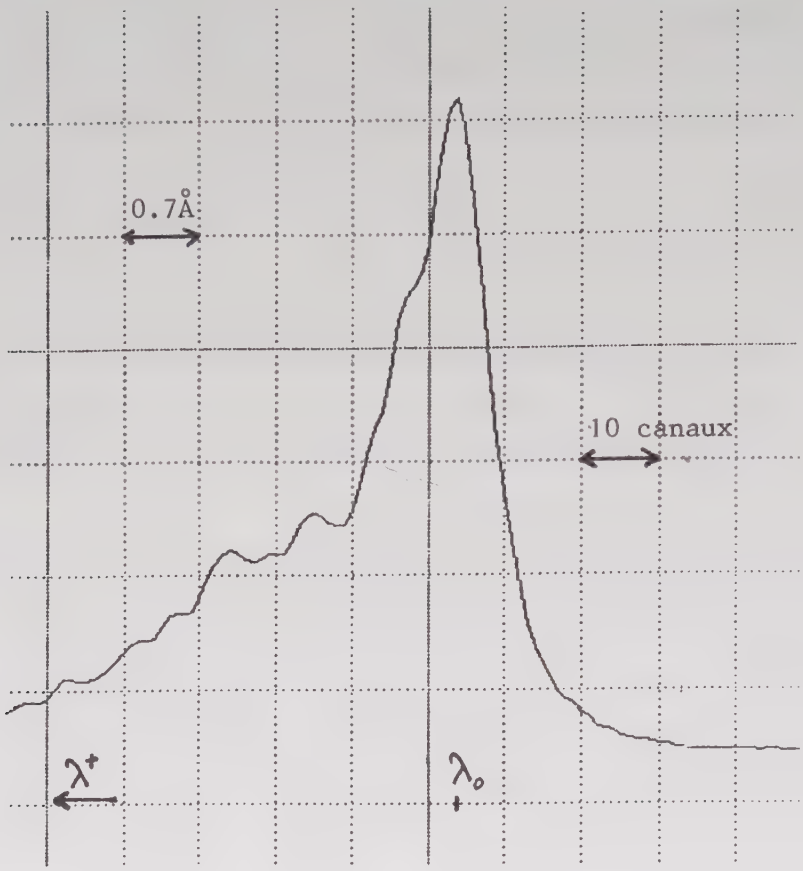


Figure II-12 : Exemple de spectre de la lumière rétrodiffusée à la fréquence *fondamentale dans une expérience à 0,26 µm*

Ce système est facile à mettre en oeuvre de façon systématique dans les expériences et permet ainsi, par l'analyse spectrale de la lumière réfléchie soit à la fréquence fondamentale, soit à ses harmoniques, d'apporter des compléments d'information sur les processus d'interaction comme nous le verrons au chapitre suivant.

*

REFERENCES DU CHAPITRE II

[1] A. POQUERUSSE, F. AMIRANOFF, C. STENZ, H. PEPIN. Rapport d'activité du GRECO ILM 1977

[2] R. FABBRO, E. FABRE. Rapport d'activité du GRECO ILM 1977.

[3] R. ULBRICHT. Elektrotechn. Z., 21, 595 (1900)

[4] BLONDEL. Les intégrateurs photométriques, mesophotomètres et lumenmètres, Bull. Société Internationale des Electriciens, 4, 659 (1904)

[4] R.P. GODWIN, P. SACHSENMAIER and R. SIGEL. Phys. Rev. Lett., 39, 1198 (1977)

[5] E.B. ROSA, A.H. TAYLOR. Scientific Papers of Bureau of Standards, n°447, vol. 18 (1922)

[6] F. GRUM and G.W. LUCKEY. Appl. Optics, 7, 11, 2289 (1968)

[7] R. SIGEL. Journal de Physique, Colloque C-6, supplément au n°12, Tome 38, p. C6-35 (1977)

R.P. GODWIN, C.G.M. VAN KESSEL, J.N. OLSEN, P. SACHSENMAIER, R. SIGEL and K. EIDMAN. Z. Naturforsch. A 32, 1100 (1977)

[8] R.A. HAAS, W.C. MEAD, W.L. KRUER, D.W. PHILLION, H.N. KORNBLUM, J.D. LINDL, D. Mac QUIGG, V.C. RUPERT and K.G. TIRSELL. Phys. of Fluids, 20, 322 (1977)

[9] B.H. RIPIN. Appl. Phys. Lett., 30, 134 (1977)

[10] C. GOUEDARD, A. SALERES, M. DECROISETTE. "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena", vol. 5, Ed. par H.J. Schwarz, p. 169-182 (1981)

[11] D.M. VILLENEUVE, G.D. ENRIGHT, M.C. RICHARDSON and N.R. ISENOR. J. Appl. Phys., 50, 3921 (1979)

[12] V. COTTLES, D. GIOVANELLI, L. WHITE and A. WILLIAMS. Annual Report, 99 (1977)

[13] G. GARBAN, E. FABRE, C. STENZ, C. POPOVICS, J. VIRMONT, F. AMIRANOFF. J. de Phys. Lett., 39, L 165-169 (1978)

G. GARBAN. Thèse de troisième cycle. Université de Paris VI (1977)

[14] N.M. BURNETT, H.A. BALDIS, M.C. RICHARDSON and G.D. ENRIGHT. Appl. Phys. Lett., 31, 172 (1977)

P. LEE, D.V. GIOVANELLI, R.P. GODWIN and G.H. Mc CALL. Appl. Phys. Lett., 84, 406 (1974)

H.C. PANT, K. EIDMANN, P. SACHSENMAIER and R. SIGEL. Opt. Comm., 16, 396 (1976)

J.L. BOBIN. Opt. Comm., 14, 339 (1975)

M. YOKOYAMA, C. YAMABE, E. SETOYAMA, A. THEIN, C. YAMANAKA. J. Phys. Soc. Japan, 39, 1141 (1975)

[15] M. WEINFELD. Rev. Sci. Inst., 52, 293 (1981)

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

C H A P I T R E III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

SOMMAIRE

		Pages
III.1	Effet du flux incident sur l'efficacité totale de l'absorption	104
III.2	Expérience d'absorption avec le laser à CO_2. Mise en évidence de l'absorption résonnante	106
	III.2.1 Résultats expérimentaux	107
	III.2.2 Discussion des résultats	109
	III.2.3 Conclusion	112
III.3	Expériences d'absorption à 1.06 µm en impulsions courtes (100 ps)	113
	III.3.1 Effet du flux incident sur le bilan optique détaillé	113
	III.3.2 Effet de l'angle d'incidence sur l'absorption, la rétrodiffusion et la réflexion spéculaire	115
	III.3.3 Expériences complémentaires : observation des harmoniques 2ω et $3/2\omega$ de la fréquence fondamentale du laser	120
	III.3.4 Effet de la forme des impulsions sur les mécanismes d'interaction	124
III.4	Expériences d'absorption à 1.06 µm en impulsions longues (2.5 ns).	134
	III.4.1 Effet du flux incident sur le bilan optique détaillé	134
	III.4.2 Effet de la focalisation sur l'absorption et la rétrodiffusion	136
III.5	Expériences d'absorption à 0.53 µm en impulsions courtes (80 ps).	137
	III.5.1 Effet du flux incident sur le bilan optique détaillé	139
	III.5.2 Effet de la focalisation et de l'angle d'incidence sur l'absorption et la rétrodiffusion	140
	III.5.3 Effet de la nature de la cible sur l'absorption	142

III.6 Expériences d'absorption à 0.53 µm en impulsions longues (2 ns) 146

III.7 Expériences d'absorption et de rétrodiffusion à 0.26 µm 148

III.7.1 Résultats sur l'absorption 148

III.7.2 Effet d'une pré-impulsion sur la rétrodiffusion à 0.26 µm 149

III.8 Discussion générale sur les résultats d'absorption 153

III.8.1 Impulsions courtes : 154
a) Effet du flux
b) Effet de la longueur d'onde
c) Effet de la nature de la cible

III.8.2 Impulsions longues : 157
a) Absorption
b) Rétrodiffusion Brillouin stimulée

III.8.3 Conclusion sur les expériences d'absorption sur cibles planes 159

III.9 Comparaison avec les résultats d'autres laboratoires 159

III.9.1 Expériences d'absorption au laboratoire de Livermore 160

III.9.2 Expériences d'absorption au laboratoire de Garching 161

III.9.3 Conclusion 162

III.10 Expérience préliminaire d'absorption sur cibles sphériques à 0.26 µm 162

CHAPITRE III

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous avons effectué un grand nombre de mesures d'absorption sur des cibles planes en fonction des différents paramètres associés aux lasers, aux cibles et à la focalisation que nous avons décrits dans le chapitre précédent. Afin d'exposer leurs résultats le plus clairement possible, nous avons choisi l'ordre suivant : En premier lieu nous présentons le diagramme de l'évolution de l'efficacité totale de l'absorption sur des cibles planes de terphane en fonction du flux incident pour tous les couples (longueur d'onde du laser - durée de l'impulsion) que nous avons utilisés. Ce diagramme a l'avantage de mettre immédiatement en évidence les effets les plus importants . Cependant une étude plus précise de ces résultats nécessite de les discuter séparément, longueur d'onde par longueur d'onde, en distinguant dans chaque cas les régimes impulsions courtes et longues et en tenant compte de l'évolution du bilan optique détaillé en fonction du flux incident qui est très riche en informations sur les processus mis en cause. C'est ce que nous exposons dans la suite de ce chapitre, en introduisant de plus les résultats d'expériences complémentaires et spécifiques à chacun de ces cas. Ces expériences complémentaires sont guidées par la théorie et sont effectuées dans des conditions particulières destinées à favoriser ou à isoler et à chercher la signature particulière des mécanismes dominant l'interaction pour le cas étudié. Ce sont, par exemple, l'effet de l'angle d'incidence et de la polarisation du laser sur l'absorption à 10,6 µm et à 1,06 µm, afin de mettre en évidence la contribution de l'absorption résonnante dans ces conditions, ou l'effet de la nature de la cible sur l'efficacité de l'absorption à 0,53 µm et à 0,26 µm. Par ailleurs des expériences ont spécialement été entreprises pour étudier la rétrodiffusion Brillouin stimulée par l'étude de l'effet d'une pré-impulsion sur le taux de rétrodiffusion et sur le spectre de la lumière réfléchie à 1,06 µm et à 0,26 µm.

De plus, pour chaque cas de longueur d'onde et de durée d'impulsion, l'étude des variations du taux de rétrodiffusion dans l'optique de collimation et de l'absorption totale en fonction de la position de la cible par rapport au foyer du système de focalisation apporte deux informations, d'une part sur la géométrie de l'interaction par confrontation avec le modèle décrit en I-2, et d'autre part sur l'effet de la dimension des taches focales, à flux donné, sur les processus étudiés.

Dans tous les cas le diagnostic principal est la mesure du bilan optique détaillé et de l'absorption totale. L'analyse des spectres de la lumière réfléchie et l'observation d'harmoniques de la fréquence fondamentale du laser viennent en complément des mesures précédentes pour l'étude des mécanismes d'interaction et des paramètres caractéristiques du plasma.

La dernière partie de ce chapitre est consacrée aux résultats préliminaires des mesures d'absorption sur des cibles sphériques à 0,26 µm, qui nous permettent d'extrapoler les résultats précédents à des conditions expérimentales se rapprochant le plus possible des expériences de compression.

L'interprétation des résultats expérimentaux concernant les mesures d'absorption obtenues en fonction de la longueur d'onde, du flux incident et de la durée des impulsions est faite, dans le cas des expériences néodyme, à partir de modèles analytiques et de simulations numériques utilisant un code hydrodynamique, Lagrangien, à une dimension "FILM", développé par J. Virmont et al., et est exposée dans le chapitre suivant. Dans le cas des expériences CO_2 qui ont été effectuées dans des conditions particulières, l'interprétation, faite à partir d'études théoriques développées par F. David et R. Pellat, est exposée directement à la suite des résultats expérimentaux.

III-1 EFFET DU FLUX INCIDENT SUR L'EFFICACITE TOTALE DE L'ABSORPTION

La figure III-1 représente les variations du taux d'absorption en fonction du flux incident pour les différentes longueurs d'onde (10,6 µm, 1,06 µm, 0,53 µm et 0,26 µm) et durées d'impulsions dans un domaine de flux compris entre 2.10^{10} et 2.10^{15} W/cm^2. Tous les points représentés

ont été obtenus pour des cibles planes de terphane, en incidence normale, et avec des dispositifs de focalisation d'ouvertures (f/1, f/1,6) pour le laser à néodyme et f/12 pour le laser à CO_2. Les variations du flux incident sont obtenues par atténuation du faisceau laser au moyen d'atténuateurs calibrés, la cible étant placée au foyer du système de focalisation. Les résultats les plus marquants sont les suivants :

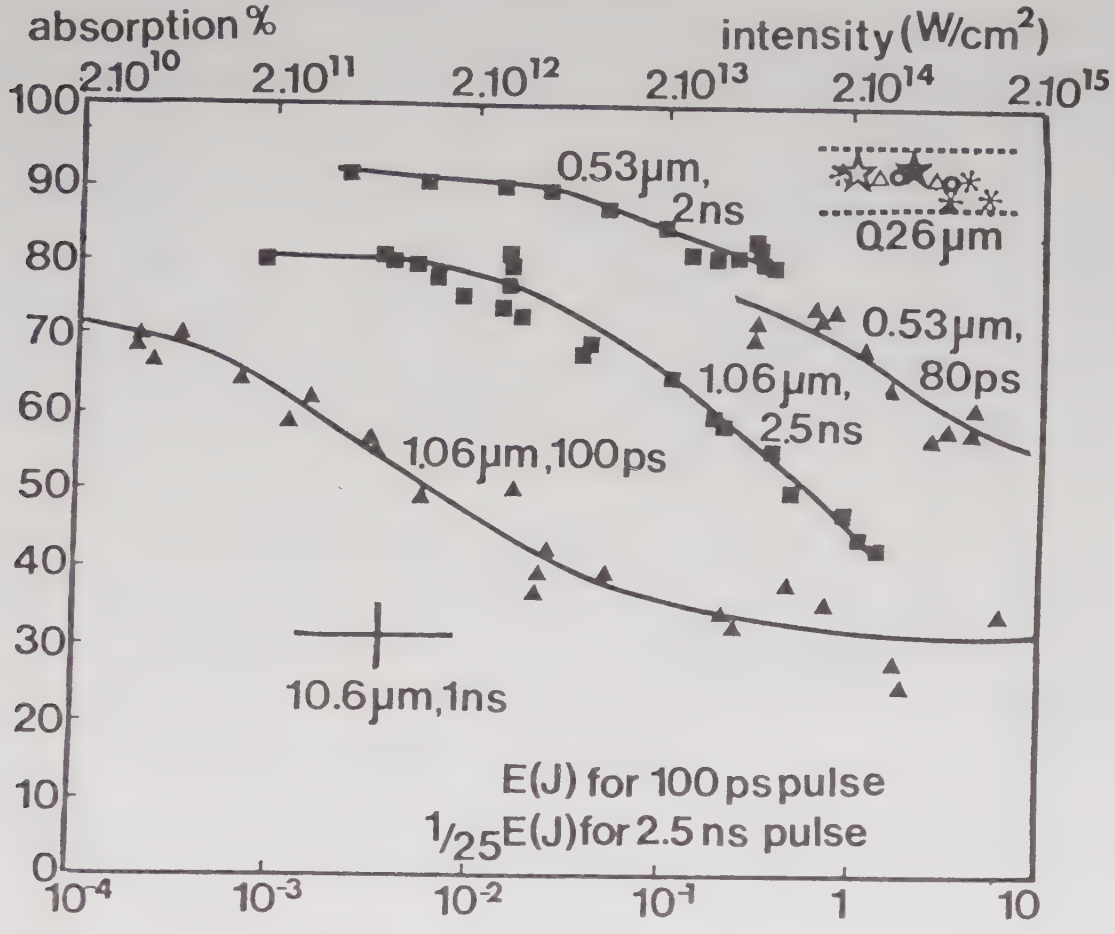


Figure III-1 : Absorption totale en fonction du flux incident en impulsions courtes et longues pour les différentes longueurs d'onde étudiées: 1,06 µm, 0,53 µm, 0,26 µm et 10,6 µm

▪ L'absorption décroît lorsque le flux augmente et se stabilise à un niveau de $\sim$ (30 ± 5) % à 1,06 µm pour $\Phi > 10^{13}$ W/cm^2. Le même niveau d'absorption est obtenu avec le laser à CO_2 entre 5.10^{11} et 5.10^{12} W/cm^2. Ce niveau d'absorption a été observé dans de nombreux laboratoires [1-6] et en particulier dans le cas du CO_2, le laboratoire de Los Alamos [7] a montré que ce niveau se maintient de 10^{12} à 10^{15} W/cm^2.

▪ A flux identique, le taux d'absorption est considérablement augmenté lorsqu'on diminue la longueur d'onde. Nous avons ainsi obtenu les valeurs suivantes :

A $\Phi = 4.10^{14}$ W/cm^2, en impulsions courtes :

λ = 1,06 µm → Absorption = (30 ± 5) %

λ = 0,53 µm → Absorption = (60 ± 5) %

λ = 0,26 µm → Absorption = (90 ± 5) %

Ce résultat est d'une très grande importance et sera discuté plus en détail dans la suite. De plus la décroissance de l'absorption en fonction du flux se produit pour des flux plus élevés aux courtes longueurs d'onde.

■ Les impulsions longues conduisent, à flux identique et dans les domaines de flux utilisés ici, à des taux d'absorption plus élevés que les impulsions courtes. A 10^{14} W/cm^2 l'absorption est ainsi de 50 % à 1,06 µm en impulsion de 2,5 ns, alors qu'elle était de 30 % en impulsion de 100 ps. Nous verrons que des restrictions à cet effet peuvent se produire pour des flux plus élevés.

Nous allons maintenant reprendre et discuter ces résultats avec plus de précision au moyen du bilan optique détaillé obtenu dans chaque cas et des résultats des expériences qui leurs sont associées pour chaque longueur d'onde de laser utilisée.

III-2 EXPERIENCE D'ABSORPTION AVEC LE LASER A CO_2 - MISE EN EVIDENCE DE L'ABSORPTION RESONNANTE [8]

Nous venons de voir que le taux d'absorption dans l'expérience CO_2, décrite en II-4, est constant à un niveau de $\sim$ (30 ± 8) % pour des flux compris entre 5.10^{11} et 5.10^{12} W/cm^2, et que les expériences du laboratoire de Los Alamos montrent que ces résultats restent valables jusqu'à des flux de l'ordre de 10^{15} W/cm^2 et qu'ils sont indépendants de la nature de la cible.

Afin d'étudier la contribution de l'absorption résonnante à l'absorption totale dans ce cas, nous avons choisi des conditions expérimentales particulières, à savoir un miroir de focalisation de très longue distance focale (1 m 20) et donc de très faible ouverture (f/12), qui nous permet d'obtenir des angles d'incidence très bien définis sur la cible, et nous avons étudié l'évolution de l'absorption totale en

fonction de l'angle d'incidence pour les deux polarisations du laser correspondant soit au champ électrique de l'onde incidente dans le plan d'incidence (polarisation p), soit perpendiculaire à celui-ci (polarisation s).

III-2.1 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats sont représentés sur la figure III-2, pour un flux incident de 5.10^{12} W/cm^2. Chaque point correspond à une valeur moyenne sur cinq séries de tirs. En polarisation p, l'absorption en incidence normale est de (30 ± 5) % ; lorsqu'on augmente l'angle d'incidence, l'absorption se maintient tout d'abord à un niveau de ∿ 30 %, puis croît légèrement et passe par un maximum de (35 ± 5) % pour des angles compris entre 20° et 27° ; puis elle reste à un niveau important jusqu'à une incidence d'environ 40° et décroît au-delà.

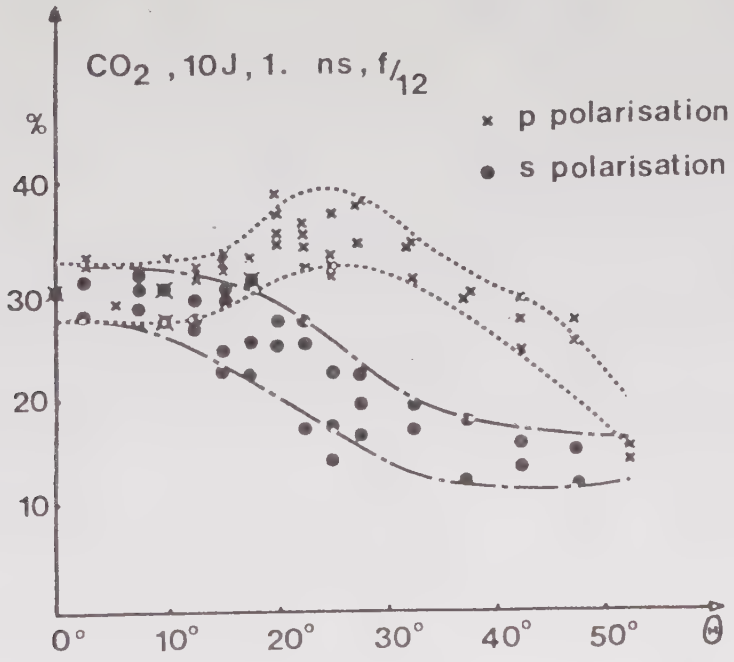


Figure III-2 : Mesures de l'absorption en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations p et s

En polarisation s, les résultats sont sensiblement différents ; l'absorption qui est également de (30 ± 5) % en incidence normale, décroît régulièrement lorsque l'angle d'incidence augmente, jusqu'à une valeur de (15 ± 5) % à 40°.

Cette différence de comportement de l'absorption en fonction de l'angle d'incidence suivant la polarisation du laser met nettement en évidence le rôle joué par l'absorption résonnante "classique" [9] à laquelle peut être associé le maximum d'absorption observé en polarisation p. Cependant ce modèle n'explique pas les niveaux d'absorption observés en incidence normale ainsi qu'aux grands angles d'incidence pour les deux polarisations. Des écarts avec la théorie peuvent être causés en partie par les conditions effectives de l'expérience qui sont sensiblement différentes de la configuration idéale d'éclairement et de géométrie utilisée dans les calculs. Il est intéressant de remarquer que le même type de résultats a été obtenu avec un laser à néodyme, à 1,06 µm [1]. En effet, comme cela a été suggéré par K. Estabrook et al. [10], l'expansion non plane du plasma ainsi que la formation d'ondulations ou de cavités à la surface critique [11] peuvent modifier la propagation de l'onde électromagnétique dans la couronne et conduire à des angles d'incidence effectifs sur la couche critique différents de ceux prévus par l'optique géométrique. Ce phénomène ainsi que la génération de champ magnétique [12] à la densité critique peuvent produire de l'absorption résonnante pour un domaine d'angles d'incidence beaucoup plus vaste que celui prévu par la théorie dans le cas d'un plasma monodimensionnel non magnétisé, et en particulier en incidence normale et modifier ainsi de façon importante l'absorption et son comportement en fonction de l'angle d'incidence ; de même l'effet de la polarisation est également moins net. Nous présentons quelques résultats des études théoriques de ces phénomènes pour des conditions correspondant à celles de cette expérience, dans la paragraphe III-2.3.

D'autre part, nous nous sommes intéressés aux mécanismes de perte de l'énergie et nous avons constaté que la réflexion dans l'optique de collimation est dans tous les cas très faible : environ 1 % en incidence normale et inférieure à 0,5 % pour les autres angles d'incidence. En incidence normale la réflexion totale de 70 % a donc une extension angulaire supérieure à celle du faisceau incident puisqu'elle est collectée en majeure partie dans la sphère de Ulbricht. Une explication de ce phénomène peut être l'existence d'une surface de réflexion diffusante due à des ondulations de la densité critique ou à la formation de cratères.

Dans tous les cas, ce résultat montre que la rétrodiffusion Brillouin stimulée ne se produit pas ou est saturée à un très faible niveau. Il

semble que cette instabilité ne soit jamais un problème dans les expériences sur cibles solides avec le laser à CO_2 comme l'ont montré les expériences de Los Alamos [7] qui mettent en évidence un taux de rétrodiffusion constant et de l'ordre de 8 % pour un domaine de flux compris entre 10^{12} et 10^{15} W/cm^2 et une durée d'impulsion de 1 ns. Il semble que ce sont les processus de saturation qui limitent l'instabilité à haut flux [13]. En effet, au cours d'expériences antérieures effectuées avec des impulsions longues (40 ns) [14], l'étude du spectre du rayonnement rétrodiffusé nous a permis de mettre en évidence le seuil de la rétrodiffusion Brillouin stimulée pour un flux de 10^{11} W/cm^2 par l'apparition d'une composante déplacée vers le rouge d'une valeur d'autant plus importante que le flux est plus élevé. Ces résultats montrent que l'instabilité Brillouin peut se produire pour des flux relativement bas, cependant les taux de rétrodiffusion observés simultanément montrent que l'énergie réfléchie par ce mécanisme est très faible, inférieure à 2-5 % de l'énergie incidente.

III-2.2 DISCUSSION DES RESULTATS

Comme nous l'avons vu précédemment la modèle "classique" de l'absorption résonnante dans un gradient de densité linéaire ne suffit pas à expliquer nos résultats expérimentaux. D'autres mécanismes doivent donc intervenir et parmi eux, une estimation de l'absorption par bremssthralung inverse peut être faite en utilisant la longueur du gradient de densité déterminée à partir de l'angle optimum d'absorption en polarisation p [9]

$$(k_0 L)^{1/3} \sin\theta = 0{,}8 \rightarrow L = (10-20)\ \mu m$$

La température électronique peut, par ailleurs, être estimée à partir de la distribution de vitesses des ions émis par le plasma et est de l'ordre de 250 eV. Ces valeurs conduisent à une estimation de l'absorption par bremssthralung inverse en incidence normale de :

$$A = 1 - \exp\left(-\ 7{,}64\ \frac{L\ (\mu m)}{T_e^{3/2}\ (eV)}\right) \leqslant 5\ \%$$

Ce mécanisme contribue donc fort peu et ceci est confirmé par le fait que le taux d'absorption ne dépend pas du flux incident, contrairement à ce qui est prévu pour ce mécanisme.

Parmi les autres processus susceptibles d'intervenir, nous nous sommes particulièrement intéressés à l'effet d'ondulations de la surface critique et de la génération de champs magnétiques sur l'absorption résonnante.

En effet, les simulations numériques [11] et certains résultats expérimentaux [3] indiquent que, durant l'expansion, des instabilités de la surface critique de diverses natures (Raileigh - Taylor ...) peuvent se développer et conduire à la formation d'ondulations de la surface critique. Ces ondulations de densité modifient la propagation de l'onde électromagnétique [15] et font apparaître un champ de pompe à la surface critique, même en incidence normale, et produisent ainsi de l'absorption résonnante.

Ces études théoriques ont été développées par F. David et R. Pellat [16] et montrent que l'absorption en incidence normale peut atteindre 35 % pour une longueur d'onde des ondulations de l'ordre de la longueur caractéristique du gradient de densité électronique L ; ceci est une valeur très plausible dans le cas de notre expérience, pour laquelle $L \sim \lambda_0$, quel que soit le mécanisme de formation des ondulations. Dans ces conditions une incidence effective de 20° est suffisante pour obtenir une absorption de 25 % en incidence normale.

La figure III-3 représente les résultats numériques de l'absorption d'une onde p en fonction de l'angle d'incidence. Le vecteur d'onde des ondulations est dans le plan d'incidence et la longueur caractéristique du gradient de densité est 10 μm. Les courbes correspondent à différentes valeurs de la pente maximale des ondulations : α . Lorsque α augmente, l'absorption en incidence normale croît, le maximum de l'absorption en fonction de l'incidence devient moins net et l'absorption aux grands angles d'incidence augmente.

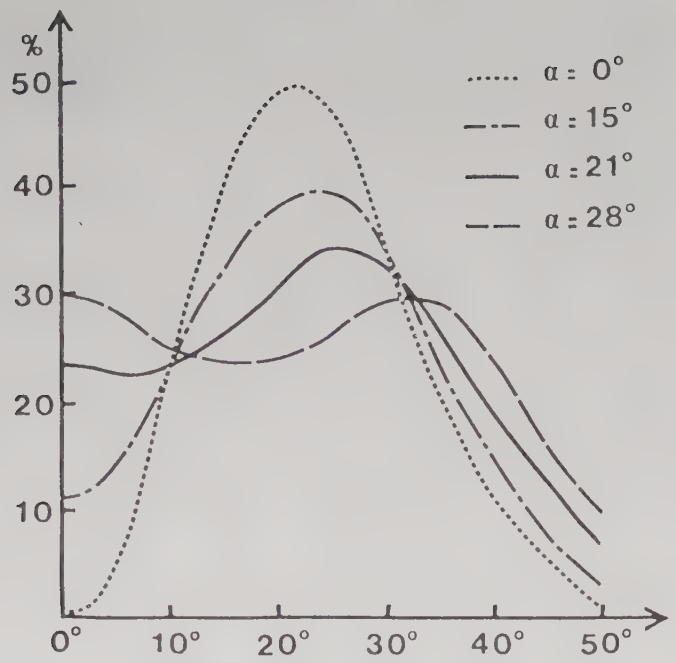


Figure III-3 : Calculs numériques de l'absorption résonnante d'une onde p sur une surface ondulée, en fonction de l'angle d'incidence, pour différentes valeurs de la pente maximale α des ondulations

La courbe correspondant à $\alpha = 21°$ produit un assez bon accord avec nos résultats expérimentaux. Cependant, pour obtenir une meilleure comparaison avec les valeurs expérimentales, il faudrait tenir compte de la géométrie tri-dimensionnelle du plasma. En particulier le modèle précédent ne donne pas un très bon accord pour les grands angles d'incidence.

D'autre part, il est également établi que des champs magnétiques de l'ordre du mégagauss peuvent se développer à la couche critique. De tels champs ont été observés dans des expériences sur cibles planes et peuvent être produits par l'effet de gradients de température et de densité non parallèles et correspondant au terme $(\nabla n \times \nabla T_e)$. Un tel champ magnétique, perpendiculaire au gradient de densité, provoque de l'absorption résonnante à la fréquence hybride haute. De même le champ magnétique généré par l'absorption résonnante elle-même peut modifier l'efficacité de ce processus. A titre d'exemple la figure III-4 présente l'absorption résonnante calculée avec des champs magnétiques de 0,6 et 0,9 MGauss, perpendiculaires au plan d'incidence et moyennée pour les deux sens du champ. La longueur caractéristique du gradient de densité est 10 µm. On voit que ce modèle simple permet également d'obtenir une absorption importante en incidence normale, pour un champ magnétique inférieur à

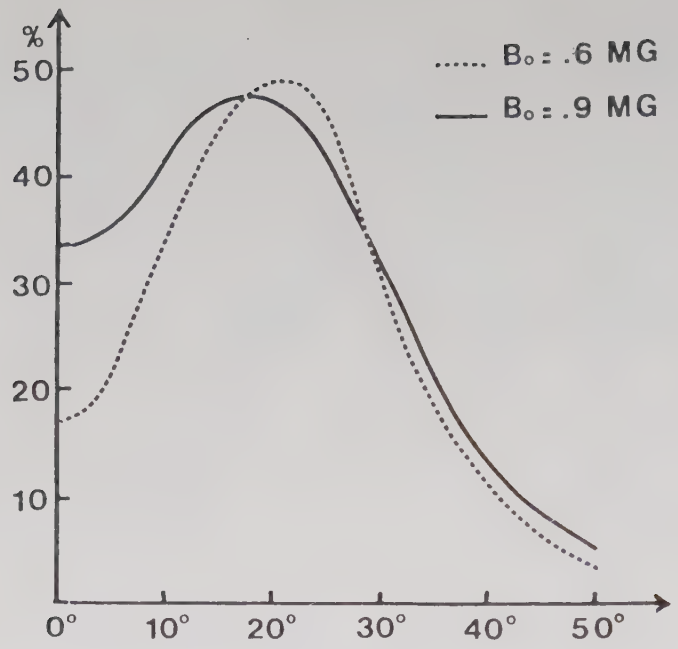


Figure III-4 : Calculs numériques de l'absorption résonnante d'une onde p en fonction de l'angle d'incidence, en présence d'un champ magnétique

1 Mégagauss ; cependant, le maximum d'absorption en fonction de l'angle d'incidence est plus prononcé que dans les expériences ; en fait, ce mécanisme ne peut être envisagé seul, mais doit être corrélé au processus précédent pour obtenir une bonne interprétation des résultats expérimentaux.

III-2.3 CONCLUSION

Les résultats que nous venons de présenter montrent clairement la présence de l'absorption résonnante dans cette expérience. Cependant la présence d'ondulations de densité et de champs magnétiques à la surface critique peuvent provoquer des modifications importantes de ce processus et conduire à une meilleure approche de l'interprétation des résultats expérimentaux que le modèle "classique", en particulier pour le niveau d'absorption observé en incidence normale. D'autres processus peuvent également contribuer à l'absorption, même s'ils ne sont pas mis directement en évidence dans cette expérience, en particulier l'augmentation de l'efficacité de l'absorption par bremssthralung inverse due à la turbulence ionique, l'excitation des instabilités de décomposition paramétrique et deux plasmons, ainsi que l'effet de la force pondéromotrice et de la formation de solitons sur l'absorption résonnante elle-même.

Par ailleurs, l'observation du très faible taux de rétrodiffusion indique que l'instabilité Brillouin stimulée ne se développe pas dans ces conditions.

III-3 EXPERIENCES D'ABSORPTION A 1,06 µm EN IMPULSIONS COURTES (100 ps)

Nous présentons successivement les résultats expérimentaux concernant l'effet du flux incident sur le bilan optique détaillé et l'absorption totale, l'effet de l'angle d'incidence sur l'absorption, la rétrodiffusion et l'amplitude de la réflexion spéculaire, l'effet de l'addition d'une pré-impulsion à l'impulsion principale sur l'interaction ainsi que quelques expériences complémentaires.

III-3.1 EFFET DU FLUX INCIDENT SUR LE BILAN OPTIQUE DETAILLÉ

La figure III-5 représente les variations de la rétrodiffusion dans l'optique de collimation et de la réflexion dans la sphère de Ulbricht en fonction du flux incident, dans le cas des expériences avec le laser à néodyme, à 1,06 µm et en impulsions courtes, décrites au Chapitre II sur des cibles planes de terphane en incidence normale.

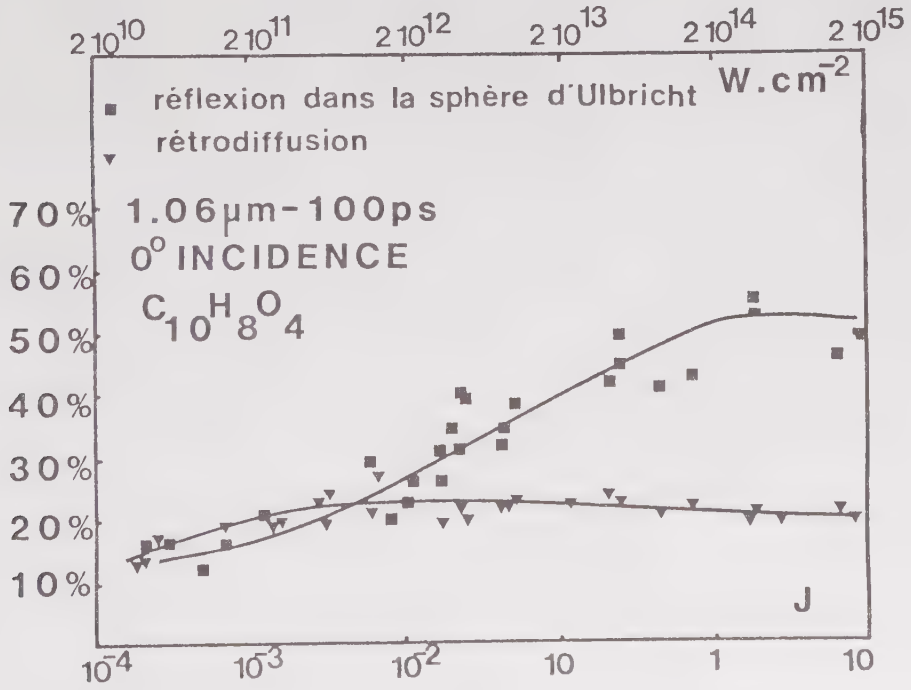


Figure III-5 : Réflexion dans la sphère et rétrodiffusion en fonction du flux incident à 1,06 µm en impulsion courte (100 ps)

Le premier fait intéressant est que le retour dans l'optique de concentration varie très peu en fonction du flux incident de 10^{11} W/cm^2 à 2.10^{15} W/cm^2 et est de l'ordre de 20 %. Cette valeur contient la réflexion spéculaire (incidence normale) et la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Nous pouvons en déduire que l'effet Brillouin est très faible dans ces conditions et saturé à un niveau certainement inférieur à 20 %. Ceci peut être expliqué par le fait que les impulsions étant très courtes, la longueur caractéristique du gradient de densité est très faible et l'instabilité ne peut pas se développer et se sature très vite à un faible niveau.

Par contre, la réflexion dans la sphère augmente avec le flux et devient supérieure à la rétrodiffusion pour des flux supérieurs à 10^{12} W/cm^2. Ceci montre que la majeure partie des pertes d'énergie est due à la réfraction.

L'évolution de l'absorption totale en fonction du flux incident est déduite de ces deux courbes (figure III-6) ; elle fait intervenir deux régimes :

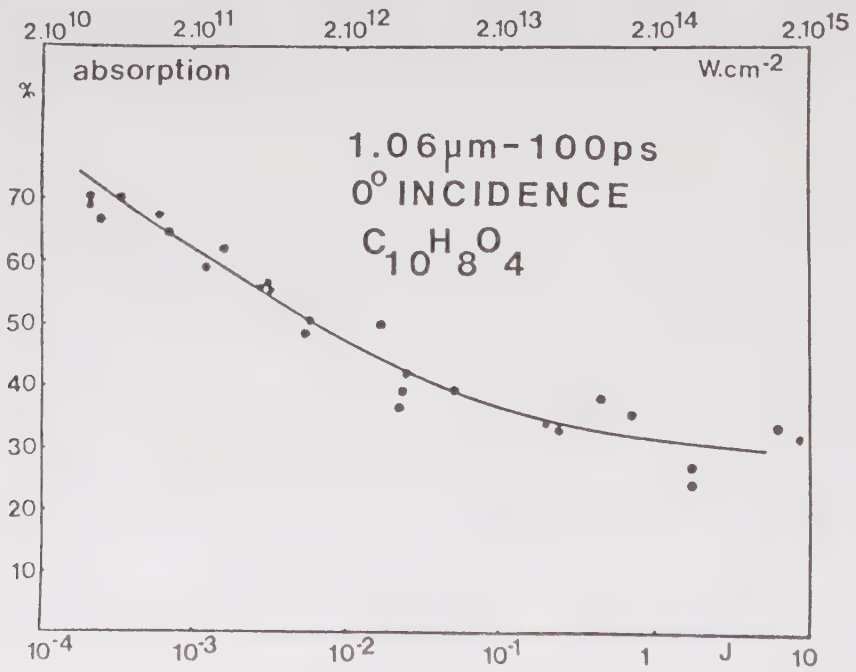


Figure III-6 : Absorption totale en fonction du flux incident (1,06 µm - 100 ps)

■ $\Phi \in [2.10^{10} - 2.10^{13}\ W/cm^2]$: l'absorption décroît lorsque le flux augmente et ceci peut être expliqué par une diminution de l'efficacité du Bremssthralung inverse associée à deux effets : d'une part l'augmentation de la température électronique de la couronne et d'autre part le raidissement du profil de densité au voisinage de la couche critique pour des flux supérieurs à $10^{13}\ W/cm^2$.

■ $\Phi \in [2.10^{13} - 2.10^{15}\ W/cm^2]$: la contribution de l'absorption collisionnelle est alors très faible, et l'absorption reste à peu près constante à un niveau de (30 ± 5) %. Ce résultat est à rapprocher de celui obtenu dans les expériences CO_2 ainsi que dans de nombreux autres laboratoires ; l'absorption est probablement due à l'absorption résonnante [1-2-18] dans un profil de densité raidi, en présence éventuellement d'ondulations de densité et de champs magnétiques à la surface critique. Des expériences complémentaires sur l'évolution de l'absorption et de l'amplitude de la réflexion spéculaire en fonction de l'angle d'incidence viennent à l'appui de cette interprétation.

III-3.2 EFFET DE L'ANGLE D'INCIDENCE SUR L'ABSORPTION, LA RETRODIFFUSION ET LA REFLEXION SPECULAIRE

Afin d'étudier l'effet de l'angle d'incidence sur les mécanismes d'absorption à 1,06 µm, nous avons regardé corrélativement son influence sur le diagramme angulaire de la réflexion mesuré sur un ensemble de détecteurs disposés autour de la cible dans le plan vertical et dans le plan horizontal, et sur le bilan d'absorption et de rétrodiffusion étudié avec la sphère de Ulbricht.

Des exemples de diagrammes angulaires de l'énergie réfléchie par le plasma dans le plan horizontal sont représentés sur la figure III-7 pour différents angles d'incidence sur la cible : 0°, 20° et 35°. Ces diagrammes ont été obtenus pour des cibles planes de terphane avec une lentille de focalisation d'ouverture f/1.6, et la polarisation du laser dans le plan d'incidence. Les diagrammes relevés en incidence normale dans le plan vertical perpendiculaire à la cible sont très semblables aux précédents, ce qui montre qu'il n'y a pas de dissymétrie importante de la réflexion en fonction de l'orientation de la polarisation du laser par rapport au plan d'incidence. Les photographies de la répartition de

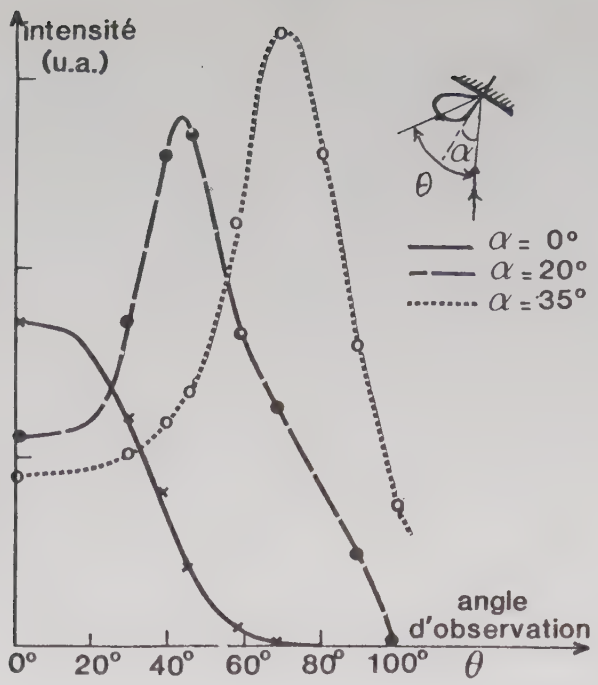


Figure III-7 : Diagrammes angulaires de la réflexion pour différentes incidences

l'énergie réfléchie par le plasma, relevées au moyen du miroir elliptique décrit en II-5.3 montrent également cette symétrie pour d'autres angles d'incidence (cf. paragraphe III-3.4, figure III-15).

Ces diagrammes montrent également que le faisceau réfléchi est relativement bien collimaté, de largeur à mi-hauteur $\sim 40°$, très légèrement supérieure à celle du faisceau incident, et que 50 % de l'énergie réfléchie sont contenus dans un cône de demi-angle au sommet inférieur à 30°.

De plus l'analyse des diagrammes angulaires de la réflexion en incidence oblique permet de séparer la rétrodiffusion dans l'optique de collimation et le reste de la réflexion, qui présente un caractère fortement spéculaire. Ces résultats semblent indiquer que la réflexion se produit sur une surface relativement plane et peu diffuse. Nous avons d'autre part observé que le taux de rétrodiffusion et l'allure du diagramme angulaire de la réflexion sont très peu modifiés par le déplacement de la cible par rapport au foyer de la lentille de focalisation pour des distances de 300 µm de part et d'autre,ce qui est en accord avec un modèle d'interaction en géométrie plane (cf. I-2).

Ce résultat est de plus en accord avec une estimation de la dimension du plasma obtenue à partir de sa vitesse d'expansion qui est de

l'ordre de 10^7 cm/s d'après l'analyse des signaux de collecteurs de charges. Le front du plasma se déplace donc d'environ 10 µm pendant la durée de l'impulsion laser, ce qui est faible par rapport au diamètre de la tache focale. Les impulsions utilisées sont donc suffisamment courtes pour que le plasma présente une structure plane, ce qui sera utilisé dans les modèles et simulations numériques développés pour l'interprétation de ces résultats au Chapitre IV.

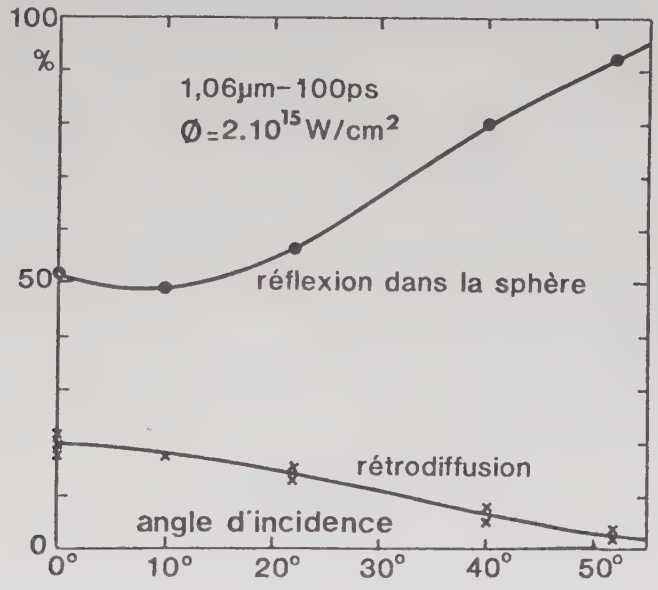


Figure III-8 : Réflexion dans la sphère et rétrodiffusion en fonction de l'angle d'incidence

Sur la figure III-8 sont représentées les évolutions du taux de rétrodiffusion et de la réflexion dans la sphère d'Ulbricht en fonction de l'angle d'incidence sur la cible pour un flux d'environ 10^{15} W/cm^2. L'énergie réfléchie dans l'optique de collimation diminue et l'énergie réfléchie dans la sphère augmente lorsque l'angle d'incidence augmente ; pour des angles supérieurs à 18°, correspondant au demi-angle d'ouverture du faisceau incident, la réflexion spéculaire n'est plus collectée par la lentille de focalisation et le taux de réflexion dans l'optique correspond alors à de la rétrodiffusion pure ; celle-ci provient soit de la diffusion classique sur un plasma diffusant, qui peut être de l'ordre de quelques pourcents, soit de la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Pour les incidences supérieures à 20°, le taux de rétrodiffusion est inférieur à 10 %, ce qui montre que la contribution de ce dernier processus est faible.

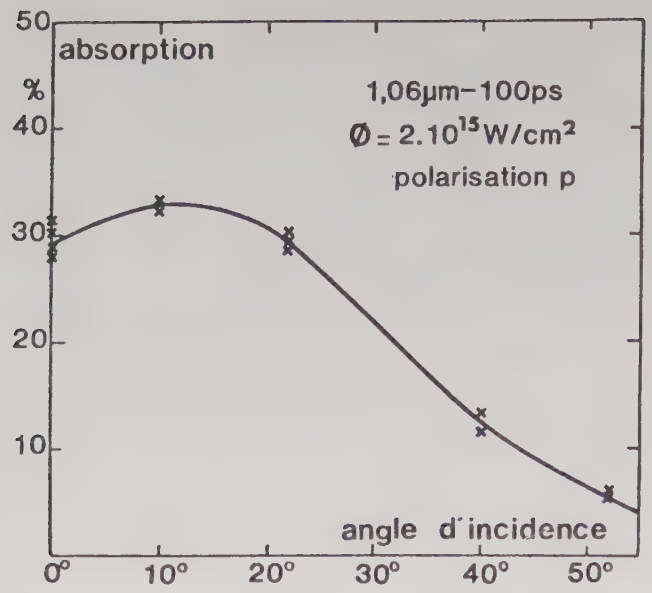


Figure III-9 : Evolution de l'absorption en fonction de l'angle d'incidence

L'évolution de l'absorption en fonction de l'angle d'incidence, déduite de ces courbes est représentée sur la figure III-9 pour le cas de la polarisation p. En incidence normale l'absorption est $\sim$ (30 $\pm$ 5) % comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent pour les flux incidents élevés ; l'absorption présente un léger maximum pour un angle d'environ 10-15°, cependant l'ouverture de la lentille est trop large pour faire ressortir une dépendance précise avec l'angle d'incidence. Ce que nous appelons incidence normale par exemple correspond en réalité à des incidences comprises entre 0° et 18° et contient donc également un certain nombre de rayons pour lesquels l'absorption résonnante est optimum ; ceci perturbe de façon importante l'analyse angulaire de l'absorption.

Cependant la même expérience effectuée en présence de petits détecteurs fait apparaître un phénomène supplémentaire : la réflexion spéculaire présente un minimum marqué en fonction de l'angle d'incidence comme le montre la figure III-10. Ce résultat est en faveur de l'absorption résonnante telle qu'elle est décrite dans le modèle "classique" [9]. D'autre part la grande ouverture de la lentille de focalisation permet également à ce processus de se manifester en incidence normale et sur un domaine d'angles d'incidence assez vaste, ce qui explique les faibles variations de l'absorption entre 0° et 30°. De plus, comme dans le cas des expériences avec le laser à CO_2 décrites précédemment, il est probable que ce mécanisme est également modifié par la présence d'ondulations de densité et de champs magnétiques à la couche critique.

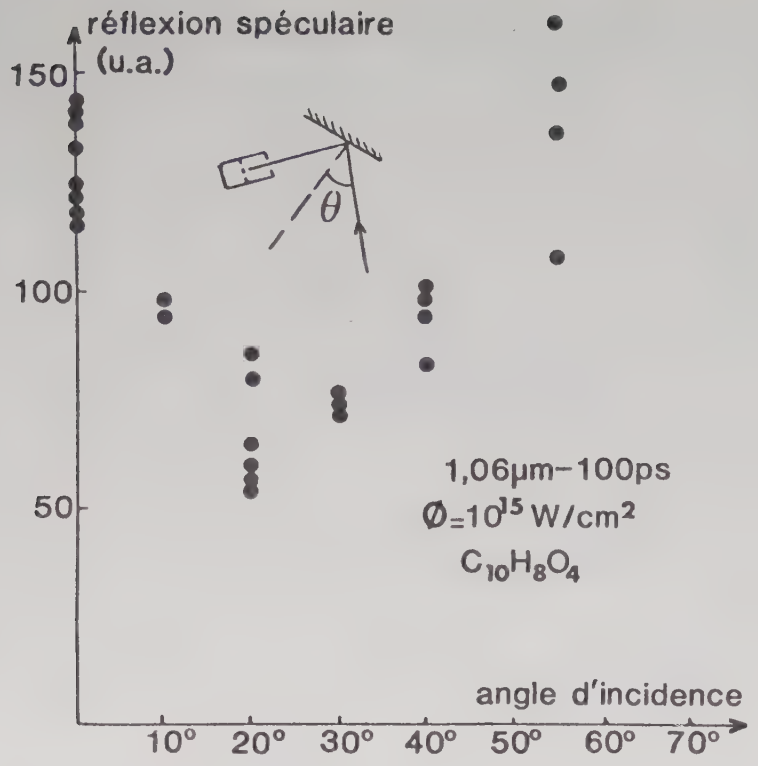


Figure III-10 : Evolution de la réflexion spéculaire en fonction de l'angle d'incidence

Les résultats que nous venons de présenter montrent qu'à 1,06 µm, en impulsions courtes et à haut flux, l'absorption se fait principalement par absorption résonnante. Afin de confirmer cette interprétation et en particulier de vérifier la faible influence de l'absorption collisionnelle pour ces conditions nous avons effectué des expériences sur des cibles de différentes natures : terphane (Z = 46), aluminium (Z = 13), cuivre (Z = 29), argent (Z = 47), tungstène (Z = 74) et or (Z = 79), et nous avons mesuré le taux de rétrodiffusion en incidence normale ; les ouvertures effectives des lentilles de focalisation et de reprise sont respectivement f/1,4 et f/1,2. Dans ces conditions, la réflexion dans l'optique de collimation en incidence normale est principalement associée à la réflexion spéculaire, elle-même liée à l'absorption résonnante comme nous venons de le voir, qui est un processus indépendant du Z du matériau, et à l'absorption collisionnelle comme nous le verrons dans les expériences à 0,53 µm. La figure III-11 montre que le taux de rétrodiffusion ne varie pas avec la nature de la cible, ce qui confirme la faible efficacité de l'absorption collisionnelle et est en accord avec le processus d'absorption résonnante. Par ailleurs, quelques mesures d'absorption totale avec la sphère de Ulbricht ont été effectuées

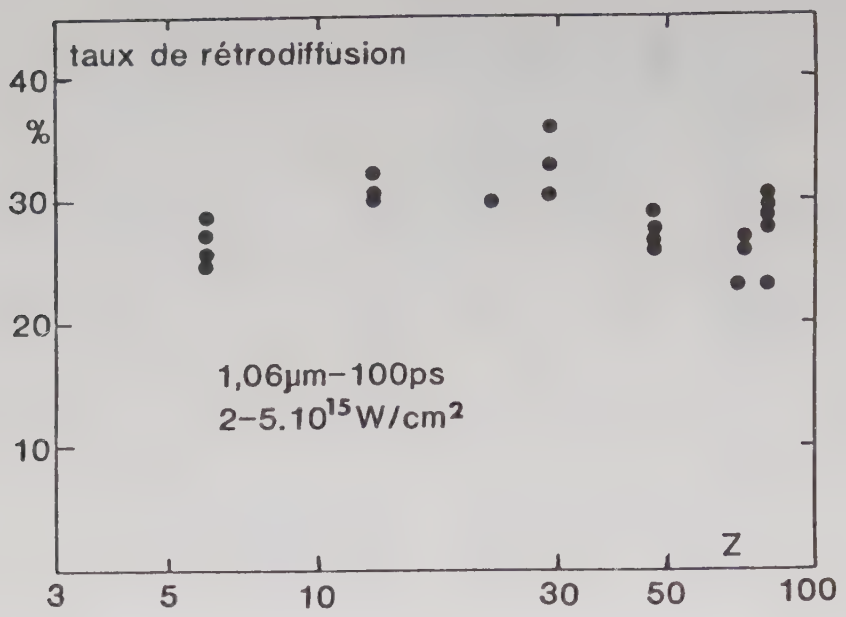


Figure III-11 : Effet de la nature de la cible sur le taux de rétrodiffusion à 1,06 µm, en impulsion courte, en incidence normale

en incidence normale à un flux de 10^{15} W/cm^2 et conduisent à des taux d'absorption équivalents pour le terphane et l'aluminium ; ceci permet d'étendre les résultats précédents à une mesure globale de l'absorption dans le cas des cibles de Z peu élevé pour lesquelles les variations de l'absorption collisionnelle avec la charge ionique sont les plus marquées comme nous le verrons au paragraphe III-5.3. D'autres laboratoires ont montré également que l'absorption ne dépend pas de la nature de la cible dans ces conditions.

III-3.3 EXPERIENCES COMPLEMENTAIRES : OBSERVATION DES HARMONIQUES 2ω ET $\frac{3}{2}\omega$ DE LA FREQUENCE FONDAMENTALE DU LASER

Les harmoniques 2ω et $\frac{3}{2}\omega$ de la fréquence fondamentale du laser ont été observés et leurs spectres analysés dans quelques expériences particulières.

Des études théoriques et expérimentales antérieures ont montré que la génération de l'harmonique 2ω peut être reliée à deux processus :

- D'une part l'interaction non linéaire de l'onde laser en incidence oblique dans le gradient de densité avec les oscillations plasma électroniques associées à l'absorption résonnante, génère un harmonique

de fréquence exactement double de celle du laser; il doit donc être observé dans des conditions correspondant à celles de l'absorption résonnante [9-20-21].

■ D'autre part, la recombinaison de l'onde électromagnétique incidente ou diffusée et d'une onde plasma électronique excitée lors de l'instabilité de décomposition paramétrique au voisinage de la couche critique, génère un harmonique de fréquence légèrement inférieure à celle du cas précédent. La différence de fréquence provient du fait que la fréquence de l'onde plasma électronique mise en cause est inférieure à la fréquence de l'onde laser, de la fréquence du phonon émis dans la même décomposition paramétrique ; il en résulte un déplacement en fréquence du deuxième harmonique généré ainsi, et les études de V.P. Silin et al. [23] montrent que ce déplacement peut se mettre sous la forme :

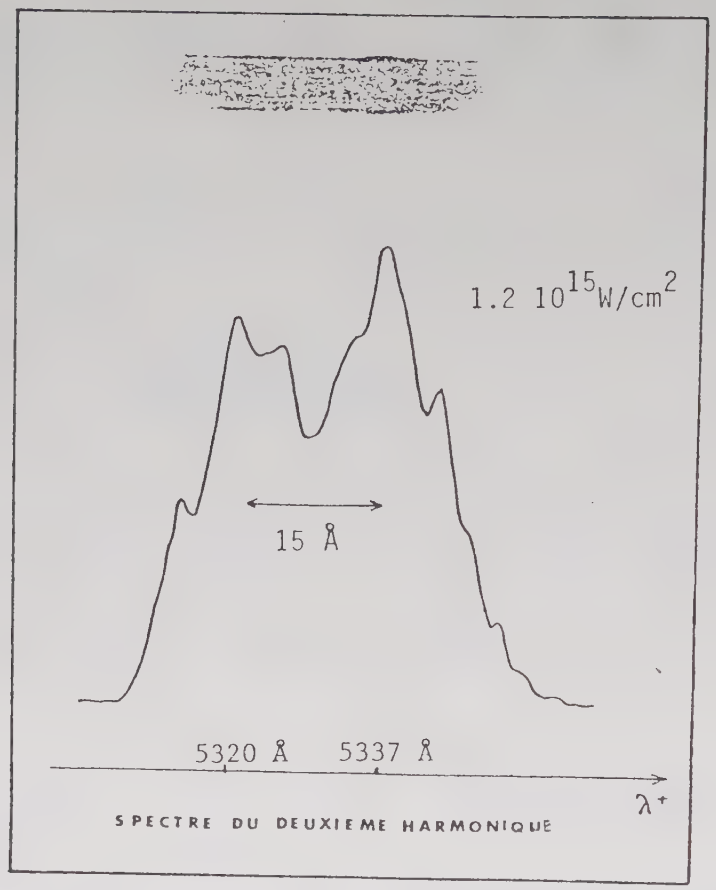
$$\Delta\omega = \sqrt{3}\ \omega_{Li} \left[\frac{v_{Te}^2}{c^2} + \frac{1}{2} \frac{v_{os}^2}{c^2} \right]^{1/2}$$

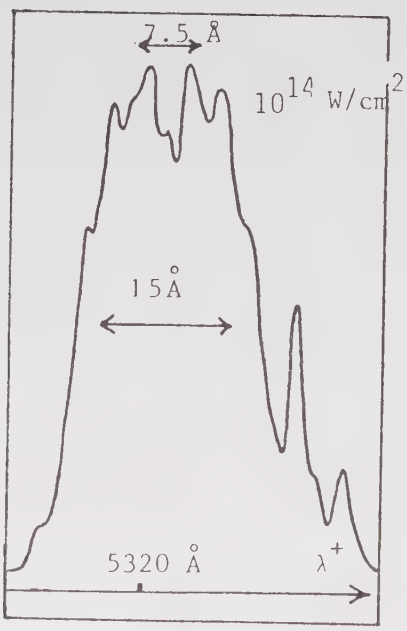
où ω_{Li} est la fréquence ionique de Langmuir, v_{Te} la vitesse thermique électronique, c la vitesse de la lumière et v_{os} la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ de l'onde.

Pour des flux laser supérieurs au seuil de l'instabilité de décomposition paramétrique, le spectre du deuxième harmonique doit présenter deux composantes, l'une centrée sur la fréquence double de celle du laser, et une composante décalée vers le rouge d'une valeur d'autant plus importante que le flux est plus élevé.

Pour des flux incidents inférieurs au seuil de l'instabilité, seule la composante centrée du deuxième harmonique peut exister et elle est de plus liée aux conditions d'existence de l'absorption résonnante.

Les spectres du deuxième harmonique que nous avons relevés en rétrodiffusion au cours d'expériences à 1,06 µm, en incidence normale sur des cibles planes de terphane sont représentés sur la figure III-12 pour différents flux incidents. Nous observons effectivement deux composantes à haut flux, conformément aux prévisions théoriques précédentes, l'une centrée à 5 320 Å et l'autre déplacée vers le rouge de 14,7 Å pour un





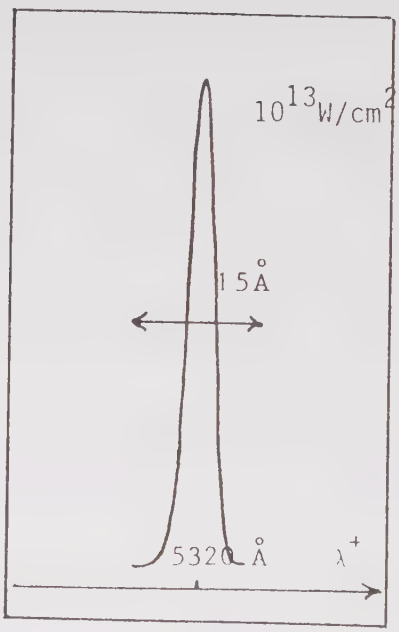


Figure III-12 : Spectres du deuxième harmonique de la fréquence fondamentale du laser analysés pour différents flux incidents

tir à un flux de $1{,}2.10^{15}$ W/cm^2 et de 7,5 Å pour un tir à un flux de 10^{14} W/cm^2.

La composante déplacée vers le rouge disparaît pour des flux incidents inférieurs à 10^{13} W/cm^2, obtenus en défocalisant la cible.

L'analyse des spectres du deuxième harmonique de la fréquence laser permet de confirmer la présence de l'absorption résonnante à tous les flux utilisés par la génération de la composante centrée à $2\omega_0$ même en incidence normale, et de mettre en évidence l'excitation de l'instabilité de décomposition paramétrique pour des flux supérieurs à 10^{13} W/cm^2. Le seuil de cette instabilité, déterminé par l'apparition de la composante déplacée vers le rouge dans le spectre du deuxième harmonique, peut être rapproché de la valeur obtenue à partir de la formule de H.J. Perkins et Flick [24] dans le cas où il n'y a pas de raidissement du gradient de densité

$$I_{W/cm^2} > 6{,}72.10^{19} \frac{T_e^{3/2}}{\lambda^2 L n_e^{1/2}} \left(\frac{\lambda}{L}\right)^{1/3}$$

où T_e est en eV, λ et L en µm et n_e en cm^{-3}.

Pour λ = 1,06 µm, $n_e = 10^{21}$ cm^{-3}, T_e = 1 keV et L = 10 µm, on obtient un seuil de $\sim 3.10^{12}$ W/cm^2.

L'analyse du spectre du deuxième harmonique permet d'autre part de déterminer les grandeurs caractéristiques locales du plasma, longueur du gradient de densité et température électronique à la couche critique, par la confrontation des valeurs obtenues expérimentalement et des formules théoriques du déplacement en fréquence de la composante rouge et du seuil de l'instabilité de décomposition paramétrique dans quelques cas particuliers.

Nous avons par ailleurs mis en évidence la génération de l'harmonique $\frac{3}{2}$ de la fréquence fondamentale du laser dans une expérience particulière pour laquelle l'angle d'incidence est de 45° sur une cible plane d'aluminium et l'observation est faite en réflexion spéculaire, c'est-à-dire à 90° de l'axe laser. La figure III-13 représente le spectre de

l'harmonique $\frac{3}{2}\omega_0$ obtenu dans ces conditions et analysé au moyen d'un spectrographe à réseau muni d'un filtre interférentiel et un analyseur optique multicanal. Les études théoriques [25] et expérimentales [26-14] précédentes ont montré l'intérêt de l'observation de cet harmonique pour la mise en évidence de l'instabilité de décomposition deux plasmons au voisinage du quart de la densité critique. Nous n'avons pas eu l'occasion de faire une étude systématique de la génération de cet harmonique dans nos expériences et la principale conclusion que nous pouvons dégager de l'observation précédente est la présence de l'instabilité de décomposition deux plasmons pour des flux de l'ordre de 10^{15} W/cm^2 à 1,06 µm en impulsions courtes. D'autre part le spectre présente deux composantes, l'une déplacée vers le bleu de (33 ± 7) Å et l'autre déplacée vers le rouge de (40 ± 7) Å, le minimum d'intensité correspondant à la longueur d'onde non déplacée (7 093 Å), comme cela a été observé dans de nombreux autres laboratoires, soit avec un laser à néodyme [18], soit avec un laser à CO_2 [10].

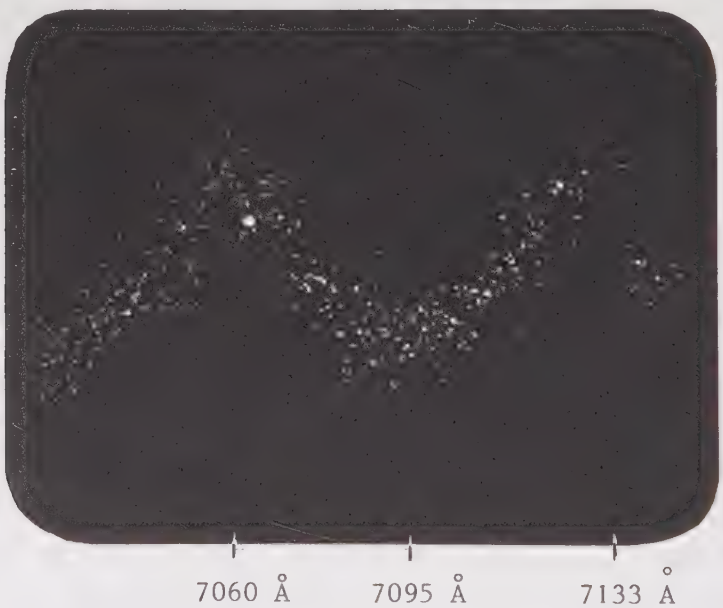


Figure III-13 : Spectre de l'harmonique $\frac{3}{2}\omega_0$ dans une expérience à 1,06 µm

III-3.4 EFFET DE LA FORME DE L'IMPULSION SUR LES MECANISMES D'INTERACTION

Jusqu'à présent, la plupart des expériences d'interaction ont été effectuées avec des impulsions laser courtes (100 ps) et conduisaient au mode de compression par pousseur explosé. Le régime de l'implosion par

ablation nécessite des impulsions longues et présentant une croissance temporelle déterminée.

L'augmentation de la durée des impulsions conduit à des modifications notables de la physique de l'interaction et du transport, liées en particulier à la présence de gradient de densité beaucoup plus doux en avant de la cible ainsi qu'à une quantité de plasma plus importante.

Afin d'étudier l'influence de la forme des impulsions sur les mécanismes d'interaction nous avons effectué des expériences dans lesquelles l'impulsion principale est précédée d'une pré-impulsion de structure variable en utilisant le synthétiseur d'impulsions décrit en II-1. Les conditions d'interaction de l'impulsion principale sont alors profondément modifiées [27]. En effet pendant l'intervalle de temps séparant les deux impulsions, l'onde de choc et l'expansion du plasma qui en résulte, produite par la pré-impulsion, continue de se propager dans le solide, augmentant ainsi la quantité de plasma dans la région sous-dense. L'impulsion principale arrive ainsi dans un plasma en expansion dont la quantité, le profil de densité électronique et les valeurs des températures électronique et ionique dépendent de la durée de l'intervalle de temps séparant les deux impulsions, ainsi que de la proportion d'énergie contenue dans la pré-impulsion.

Ce type d'expériences présente un certain nombre d'analogies avec les expériences d'interaction d'un laser avec un plasma créé par un autre laser. Elles ont particulièrement été développées pour l'étude des instabilités de décomposition paramétrique et de rétrodiffusion Brillouin stimulée. En particulier des expériences effectuées au Naval Research Laboratory [28] (U.S.A.) ont montré que la présence d'une pré-impulsion discrète précédant l'impulsion principale de 2 ns, pouvait conduire à une augmentation catastrophique de la rétrodiffusion par excitation de l'instabilité Brillouin stimulée et en conséquence à une diminution importante de l'absorption : de 50 % à 20 %, pour des flux de l'ordre de quelques 10^{15} W/cm^2.

Cependant, il existe des différences importantes entre les pré-impulsions discrètes et continues ; en effet dans le cas d'une pré-impulsion continue, qui se rapproche le plus des impulsions profilées nécessaires à la fusion, l'expansion du plasma sous-dense est plus rapide

car la source de chauffage (le laser) reste présente pendant l'expansion ; il est alors possible d'appliquer un modèle d'expansion isotherme dans lequel la longueur caractéristique du gradient de densité est donnée par $L = c_s \tau$ [29], où c_s est la vitesse acoustique ionique et τ la durée de l'impulsion ; par contre dans le cas d'une pré-impulsion discrète, l'expansion est moins rapide et de type adiabatique car il n'y a pas de source de chaleur pour maintenir la température du plasma. Cette première observation est en défaveur de la pré-impulsion continue du point de vue du développement du Brillouin pour laquelle la région de plasma sous-dense est plus importante. Mais d'autre part ce type de pré-impulsion peut aussi provoquer le raidissement du profil de densité, ou le chauffage ou le piégeage des ions qui sont des causes de saturation de l'instabilité de rétrodiffusion.

C'est pourquoi nous avons entrepris des expériences avec les deux types de pré-impulsions : la première, dite discrète, est constituée d'une impulsion unique de 100 ps à mi-hauteur, contenant 10 % à 30 % de l'énergie de l'impulsion principale et parvenant 500 ps avant celle-ci, le deuxième type de pré-impulsion est une impulsion continue d'une durée de 500 ps en avant de l'impulsion principale et contenant 30 % de l'énergie laser ; et nous avons comparé leurs effets sur les mécanismes d'interaction, en particulier sur le taux de rétrodiffusion, le bilan optique et l'analyse des spectres de la lumière réfléchie à la fréquence fondamentale dans l'optique de collimation pour différentes incidences et en réflexion spéculaire pour une incidence de 22°5. Des mesures de rayonnement X (1-30 keV) émis par le plasma et d'ions thermiques et rapides sont corrélées aux mesures précédentes et exposées en détail dans la référence [30]. Il semble que leur interprétation nécessite de faire intervenir également les modifications des mécanismes de transport et nous ne les discuterons pas ici.

Résultats expérimentaux

Les résultats concernant l'absorption mesurée avec le miroir elliptique et la rétrodiffusion pour les différents types de pré-impulsion sont montrés dans le tableau I ; la lentille de focalisation a une ouverture f/2.4 et le flux est $\sim 10^{15}$ W/cm^2. Les mesures ont été faites en incidence de 0° et 22°5 sur le polystyrène et 0° et 45° sur l'aluminium.

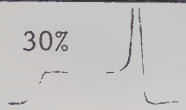
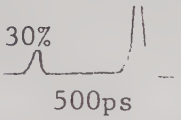
Forme de l'impulsion	$C_{10}H_8O_4$: 0°		Al : 0°		$C_{10}H_8O_4$: 22°5		Al : 45°	
	Abs.	Retro.	Abs.	Retro.	Abs.	Retro.	Abs.	Retro.
	41 %	15 %	40 %	14 %	35 %	6 %	21 %	4 %
 30%	46 %	19 %	46 %	17 %	36 %	12 %	20 %	6 %
 30% 500ps	44 %	22 %	41 %	20 %	35 %	14 %	22 %	8 %

Tableau I

Les diagrammes angulaires de la réflexion, obtenus avec le système de détecteurs pyroélectriques sont montrés sur la figure III-14 dans le cas d'une incidence de 45° sur une cible d'aluminium ; les photographies de la lumière réfléchie dans le miroir elliptique en incidence normale sans (a) et avec pré-impulsion (b), et en incidence de 25° avec une pré-impulsion discrète sont représentées sur la figure III-15.

Nous observons dans tous les cas une augmentation de la rétrodiffusion liée à la présence d'une pré-impulsion et ceci de façon plus importante avec une pré-impulsion discrète que continue. De même les variations sont plus nettes dans le cas de l'incidence oblique pour laquelle la réflexion dans l'optique de collimation correspond à de la rétrodiffusion pure. Les variations relatives sont parfaitement analogues sur le polystyrène et l'aluminium. Par contre, nous n'observons aucune modification notable de l'absorption pour toutes les conditions étudiées.

Le deuxième effet de la pré-impulsion concerne l'aspect relativement plus diffus de la répartition spatiale de la réflexion spéculaire. Sans pré-impulsion la réflexion du rayonnement laser sur la cible est spéculaire et d'extension angulaire limitée ; ceci montre que la surface critique est relativement plane. Par contre avec une pré-impulsion la réflexion n'est plus parfaitement spéculaire, et a une extension spatiale plus large comme le montre la comparaison des figures III-15 : (a) et (b). Cependant nous n'observons pas de dissymétrie de la réflexion par rapport au plan de polarisation (figure III-15 (c)).

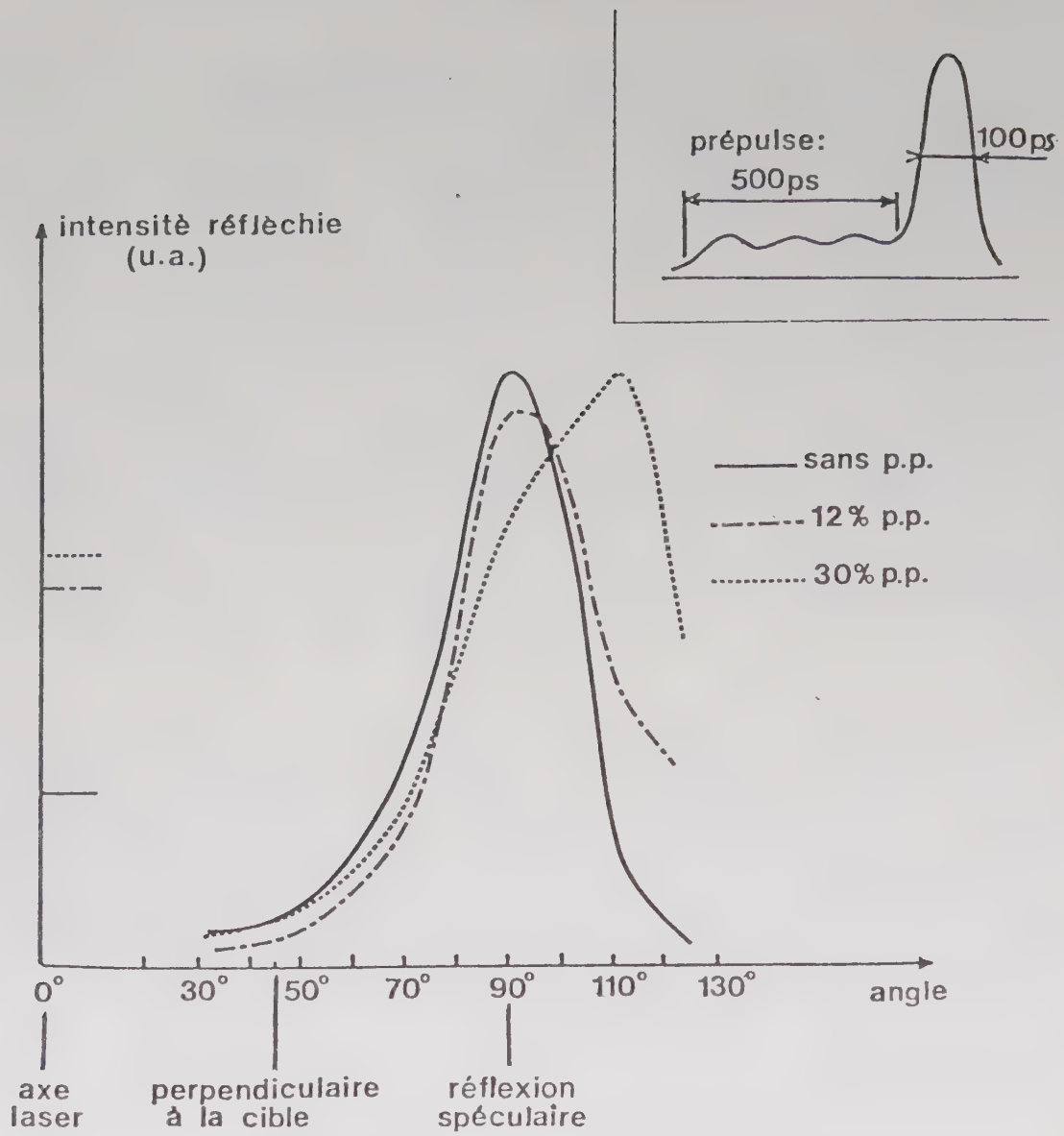
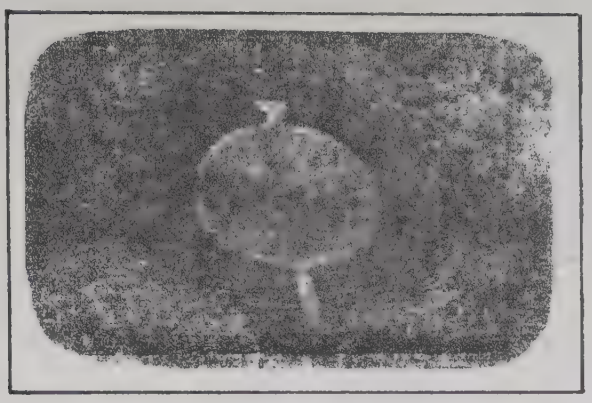


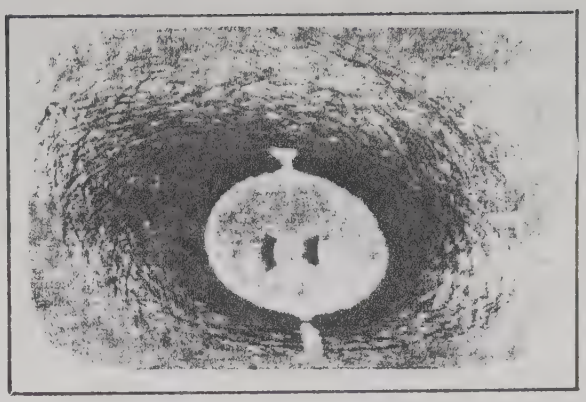
Figure III-14 : Diagramme angulaire de la réflexion. Cible d'aluminium en incidence de 45°

Un deuxième type d'information est obtenu à partir de l'analyse des spectres de la lumière réfléchie soit dans l'optique de collimation, soit spéculairement.

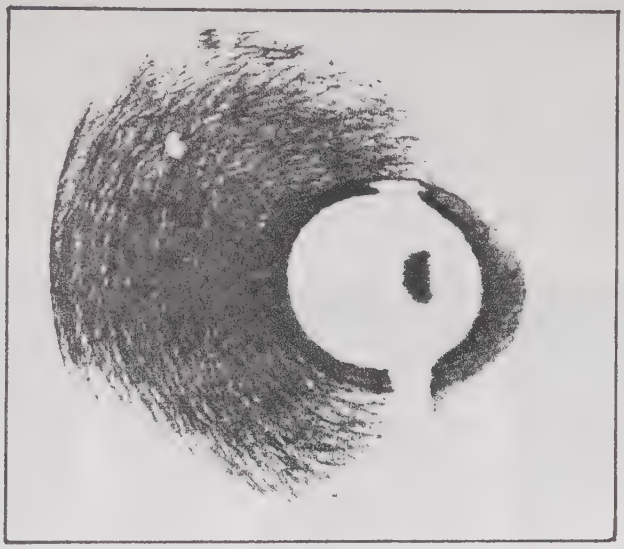
Avec une impulsion unique, le maximum du spectre du rayonnement rétrodiffusé peut être centré, ou déplacé vers le bleu ou vers le rouge selon la nature de la cible et l'angle d'incidence. Cependant l'effet de l'addition d'une pré-impulsion est dans tous les cas de déplacer de 2-3 Å le maximum du spectre vers le rouge par rapport au spectre obtenu avec une impulsion unique dans les mêmes conditions de nature de cible et d'angle d'incidence. A titre d'exemple, nous montrons sur la figure III-16 les spectres de la lumière rétrodiffusée dans le cas de l'interaction avec une cible d'aluminium en incidence de 10° ;



θ=0°, sans pré-impulsion



θ=0°, avec pré-impulsion



θ = 25° avec pré-impulsion discrète

Figure III-15 : Photographies de la lumière réfléchie dans le miroir elliptique

les déplacements du maximum sont respectivement de 5 et 7 Å vers le rouge avec une impulsion unique et avec une pré-impulsion continue contenant 30 % de l'énergie incidente.

Un autre point intéressant est l'aspect dissymétrique et l'existence d'une superstructure régulière dans la partie rouge du spectre qui sont observés dans toutes les conditions indépendamment de la forme de l'impulsion.

D'autre part, l'élargissement et la déplacement des spectres du rayonnement réfléchi spéculairement dépendent fortement de la structure

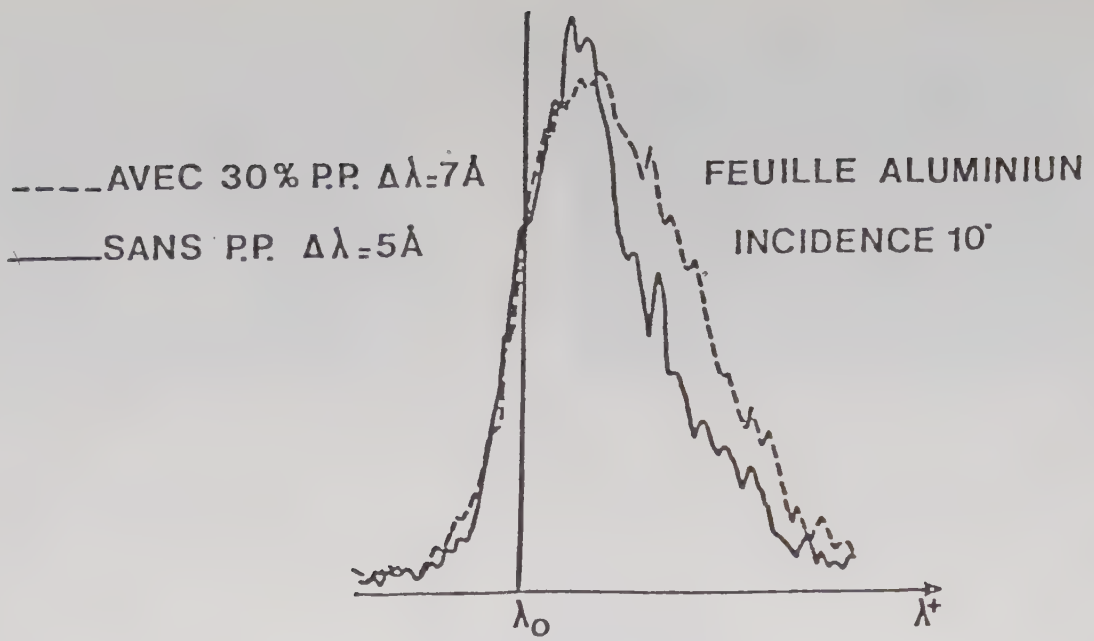
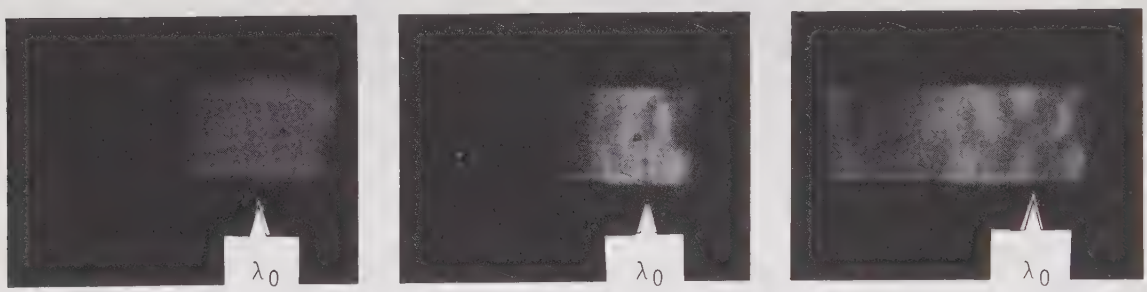


Figure III-16 : Spectres de la lumière rétrodiffusée avec et sans pré-impulsion



(a) *(b)* *(c)*

Figure III-17 : Spectres de la lumière réfléchie spéculairement à la fréquence fondamentale, en fonction de la forme de l'impulsion :

(a) Sans pré-impulsion $\Delta\lambda = -3$ Å
(b) Pré-impulsion de type plateau $\Delta\lambda = 0$ Å
(c) Pré-impulsion discrète

de la pré-impulsion. En effet la figure III-17 montre que, dans le cas d'une incidence de 22°5 sur du polystyrène, les spectres observés en spéculaire sont étroits et déplacés vers le bleu sans pré-impulsion, étroits et centrés avec la pré-impulsion continue, larges et déplacés vers le rouge avec la pré-impulsion discrète.

Discussion des résultats

L'interprétation des résultats précédents a été faite en utilisant un code Lagrangien à une dimension, sans électrons suprathermiques.

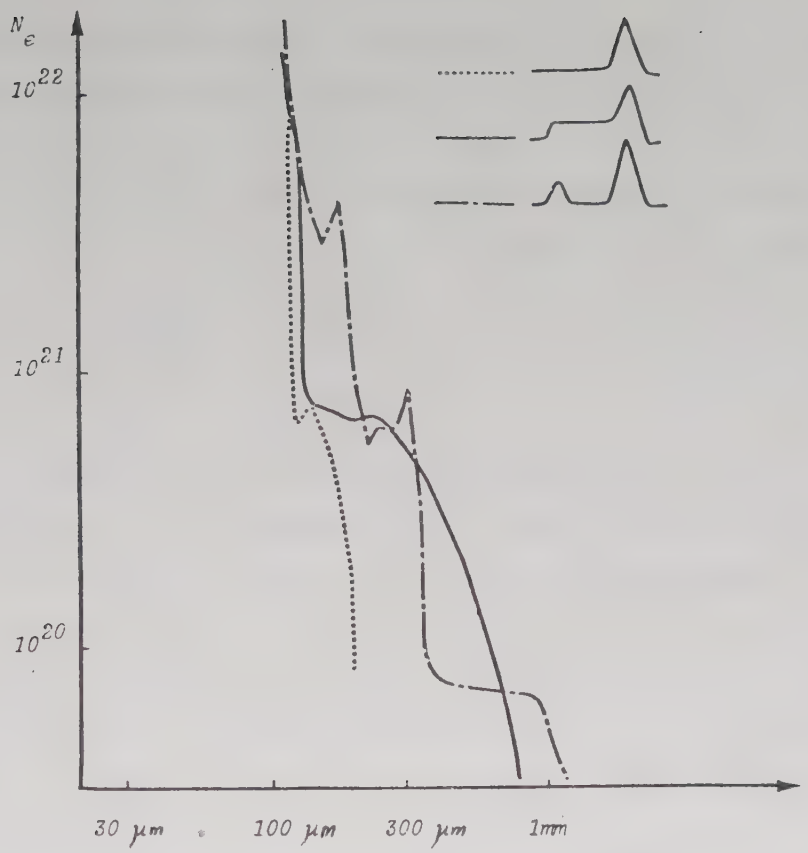


Figure III-18 : Profils de densité électronique obtenus dans la simulation

La figure III-18 représente les profils de densité électronique obtenus dans le code au maximum de l'impulsion laser principale. Il apparaît que la présence d'une pré-impulsion introduit des modifications importantes du profil au voisinage de la densité critique. Nous observons en particulier la formation d'un plateau de densité pour des densités de l'ordre de 0,6 à 0,8 fois la densité critique, lorsqu'il y a une pré-impulsion ; celui-ci est d'autant plus marqué et peut même être remplacé par un creux de densité dans le cas de la pré-impulsion discrète. Cela peut s'expliquer par le fait que la pré-impulsion en forme de plateau produit une irradiation continue de la cible, ce qui conduit à un écoulement continu et quasi-stationnaire au voisinage de la couche critique, tandis que la pré-impulsion discrète introduit une discontinuité et un choc dans l'écoulement du plasma à l'arrivée de l'impulsion principale.

Cette zone de plasma à gradient de densité doux en avant de la couche critique est favorable à l'excitation d'instabilités paramétriques et en particulier, l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin stimulée peut s'y développer, expliquant ainsi l'augmentation du taux de rétrodiffusion observée. La différence soulignée précédemment entre les profils de densité

obtenus pour les deux types de pré-impulsion est en faveur d'une rétrodiffusion plus importante dans le cas de la pré-impulsion discrète.

Dans ce dernier cas, nous avons observé de plus que l'étendue spatiale du plateau est d'autant plus importante que l'intervalle de temps entre la pré-impulsion et l'impulsion principale est augmenté jusqu'à 2 ns. Ceci expliquerait pourquoi, dans le cas des expériences du N.R.L., le niveau de rétrodiffusion reste très élevé.

D'autre part, il est intéressant de remarquer que la quantité totale de l'énergie diffusée est à peu près indépendante de la structure de l'impulsion. Cela semble indiquer, qu'en incidence normale, l'effet de la pré-impulsion est de mieux collimater la réflexion dans la lentille de focalisation, augmentant ainsi le taux de rétrodiffusion ; ce phénomène est clairement mis en évidence par les calculs de réfraction dans un plasma moins inhomogène.

En incidence oblique, les variations relatives des taux de rétrodiffusion en présence d'une pré-impulsion sont plus importantes et ceci, corrélé à un déplacement vers le rouge du spectre du rayonnement rétrodiffusé, semble être une manifestation effective de la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Il faut remarquer cependant qu'elle reste à un niveau assez faible, inférieur à 14 % de l'énergie incidente dans le cas du polystyrène en incidence de 22°5 et pour une pré-impulsion discrète.

Les différences de comportement entre les pré-impulsions discrètes et continues peuvent s'expliquer non seulement par un changement du profil de densité, mais aussi par un chauffage différents des ions pour les deux cas. Dans le cas de la pré-impulsion continue les ions sont chauffés jusqu'à l'arrivée de l'impulsion principale, tandis qu'avec la pré-impulsion discrète ils ont perdu une partie de leur énergie avant l'arrivée de l'impulsion principale ; cela conduit à un rapport de température électronique sur ionique plus important dans le cas de la pré-impulsion discrète et donc à un amortissement Landau des ondes ioniques moins fort.

Par ailleurs la symétrie de révolution du diagramme de la réflexion par rapport à la direction de la polarisation semble indiquer que l'instabilité Brillouin de diffusion latérale ne se produit pas, même en présence de la pré-impulsion discrète.

L'analyse des spectres de la lumière réfléchie dans la direction spéculaire peut également être interprétée à partir des résultats du code numérique FILM. Nous avons étudié la vitesse de déplacement de la surface de densité 0,85 n_c sur laquelle se fait la réflexion pour une incidence de 22°5 et l'effet Doppler correspondant. Il apparaît qu'en moyenne, pour une impulsion unique cette surface s'éloigne de la cible, ce qui produit un déplacement du spectre réfléchi vers le bleu, dans le cas d'une pré-impulsion continue elle reste stationnaire, ce qui ne produit pas de déplacement de fréquence, et dans le cas d'une pré-impulsion discrète sa position est plus délicate à déterminer et oscille au cours du temps, ce qui expliquerait le fort élargissement du spectre dû à la réflexion sur une zone de densité dont la position varie rapidement pendant l'impulsion laser.

Ce phénomène expliquerait également l'aspect plus diffus de la répartition angulaire de la réflexion dans le cas de la pré-impulsion discrète. Celui-ci peut également provenir de l'excitation d'une instabilité de la surface critique favorisée par la présence d'un gradient de densité électronique plus doux dans la couronne.

En conclusion, ces expériences illustrent l'effet d'une pré-impulsion sur les mécanismes d'interaction. Il semble que l'allongement du profil de densité électronique dans le plasma sous critique soit favorable au développement d'instabilités et que la rétro-diffusion Brillouin stimulée puisse être excitée dans ces conditions, augmentant légèrement les taux de rétrodiffusion. Un point important est la différence des effets produits par les deux types de pré-impulsion. La pré-impulsion discrète augmente l'effet de choc dans le profil de densité et ne permet pas à l'amortissement Landau des ondes ioniques de conduire à la saturation du Brillouin ; elle ne semble donc pas parfaitement adaptée à la simulation expérimentale d'impulsion à croissance temporelle continue. Il apparaît également que la durée de l'intervalle de temps séparant les deux impulsions est un paramètre fondamental de la modification des mécanismes d'interaction et en particulier du développement de l'effet Brillouin stimulé à un niveau important avec comme conséquence une réduction de l'absorption, ce que nous n'avons pas observé dans ces expériences. Il est possible que dans le cas de la pré-impulsion continue, l'allongement de la longueur caractéristique du gradient de densité soit favorable à une meilleure efficacité de l'absorption collisionnelle et à une diminution de l'efficacité de l'absorption résonnante, conduisant à un taux

d'absorption à peu près constant (compte-tenu des barres d'erreur) ou légèrement plus élevé comme nous l'observons en incidence normale.

En fait des modifications importantes des mécanismes de génération des électrons suprathermiques et des processus de transport sont également produites par la présence d'une pré-impulsion, entraînant des conséquences importantes sur le profil de densité dans la couronne et sur la température électronique ; ils n'ont pas été analysés ici, mais doivent être étudiés plus en détail et pris en compte pour obtenir une meilleure interprétation de l'influence du profilage temporel des impulsions dans les expériences de fusion laser.

III-4 EXPERIENCES D'ABSORPTION A 1,06 µm EN IMPULSIONS LONGUES (2,5 ns)

Nous venons de voir que les expériences avec pré-impulsion présentent un certain nombre de difficultés du point de vue de leur interprétation et ne représentent pas parfaitement l'effet d'impulsions profilées temporellement du point de vue de leurs effets sur les mécanismes d'interaction. Une autre voie d'approche du régime d'implosion par ablation consiste en l'utilisation d'impulsions longues et nous avons étudié l'effet d'impulsions de largeur à mi-hauteur $\sim$ 2,5 ns sur les mesures globales d'absorption et de rétrodiffusion en fonction du flux incident, au moyen de la sphère d'Ulbricht. Ces résultats sont complétés par l'étude de l'effet de la focalisation sur les mesures précédentes afin de déterminer la géométrie de l'interaction ainsi que l'influence de la dimension des taches focales, à flux donné, sur les processus étudiés.

III-4.1 EFFET DU FLUX INCIDENT SUR LE BILAN OPTIQUE DETAILLE

Les résultats concernant l'évolution de l'absorption, de la rétrodiffusion et de la réflexion dans la sphère d'Ulbricht en fonction du flux incident sont représentés sur la figure III-19 pour des cibles planes de terphane en incidence normale.

- A faible flux nous observons une augmentation de l'absorption d'environ 25 % par rapport aux impulsions courtes ; elle est due à une meilleure efficacité du bremsstrahlung inverse dans un gradient de densité

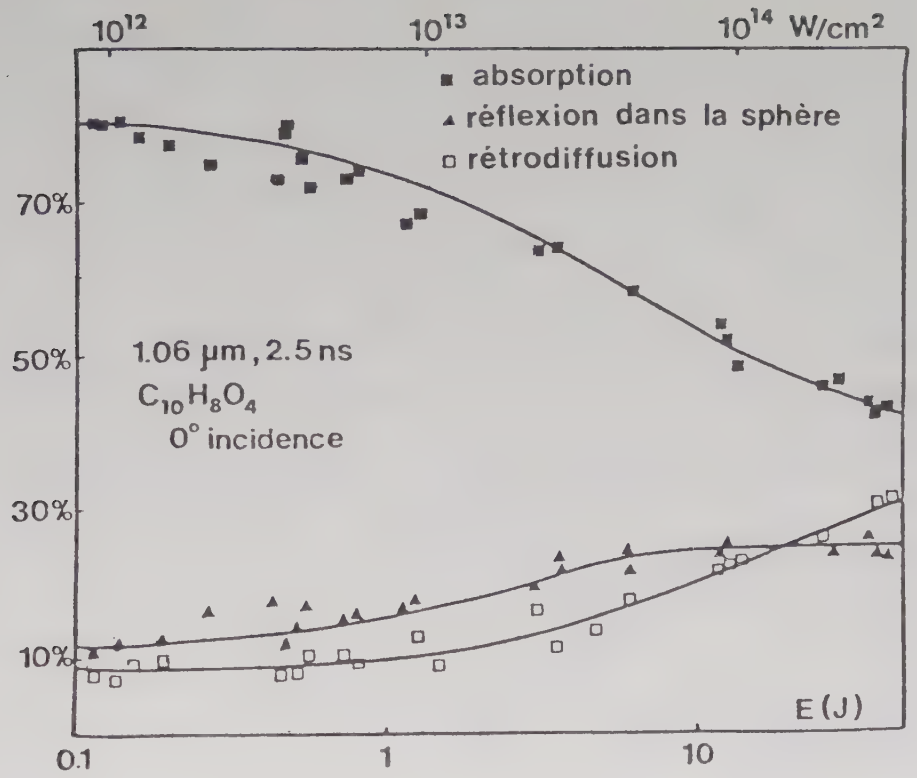


Figure III-19 : Réflexion dans la sphère, rétrodiffusion et absorption totale en fonction du flux incident à 1,06 µm, en impulsion longue (2,5 ns)

plus long. Nous remarquons, d'autre part, que le taux de rétrodiffusion reste pratiquement constant et inférieur à la réflexion dans la sphère d'Ulbricht pour des flux inférieurs à 5.10^{13} W/cm^2.

▪ A haut flux, l'énergie réfléchie dans l'optique de collimation croît rapidement quand le flux augmente, devient supérieure à la réfraction pour $\Phi = 10^{14}$ W/cm^2, et atteint un niveau de 30 % de l'énergie incidente à $\Phi = 4.10^{14}$ W/cm^2. La diminution de l'absorption observée simultanément n'est donc pas seulement associée à une baisse de l'efficacité du bremssthralung inverse, mais aussi à une augmentation de la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Ces résultats montrent que l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin stimulée peut devenir un problème en impulsion longue, à 1,06 µm lorsque les flux sont élevés. En effet si on extrapole la courbe d'absorption précédente, il faut s'attendre à haut flux à des taux d'absorption en impulsion longue inférieurs aux taux observés en impulsion courte.

III-4.2 EFFET DE LA FOCALISATION SUR L'ABSORPTION ET LA RETRODIFFUSION

Nous avons étudié l'effet de la position de la cible par rapport au foyer de la lentille sur l'axe laser et les courbes montrant l'évolution de l'absorption, de la rétrodiffusion et de la réflexion dans la sphère sont représentées sur la figure III-20. Les tirs ont été effectués à énergie maximum (40-50 J) et le flux maximal correspondant à la cible positionnée au foyer de la lentille est 4.10^{14} W/cm^2. Ces courbes mettent en évidence deux effets :

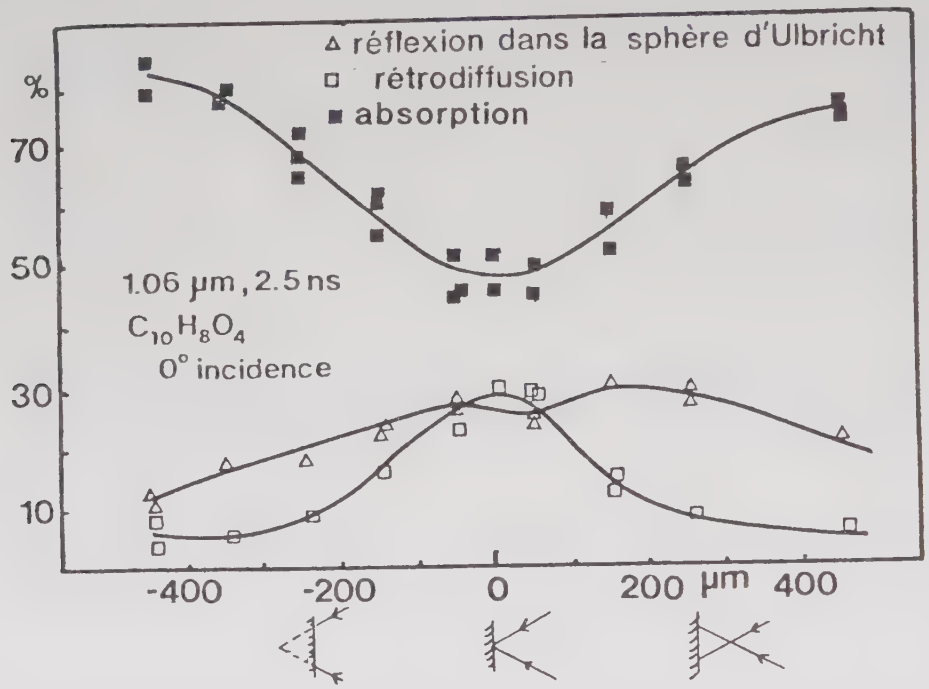


Figure III-20 : Evolution de l'absorption, de la rétrodiffusion et de la réflexion dans la sphère en fonction de la focalisation

■ D'une part, la rétrodiffusion présente un maximum prononcé lorsque la cible est au foyer de la lentille et une décroissance rapide de part et d'autre ; cela correspond à l'évolution de la rétrodiffusion calculée dans le modèle d'interaction et de réfraction en géométrie sphérique développé au Chapitre I-2, dans lequel le tracé des rayons réfléchis montre que ceux-ci ne peuvent être collectés dans la lentille de focalisation que lorsque le foyer de la lentille est situé à une faible distance du centre de la cible. Ce résultat est en accord avec les modèles d'expansion de plasma en impulsion longue [31] pour lesquels la dimension caractéristique du gradient de densité est de l'ordre du diamètre de la tache focale, produisant ainsi un plasma relativement sphérique.

■ Par contre l'influence de la focalisation sur l'absorption se traduit principalement par des effets de variation de flux.Les résultats

expérimentaux montrent en effet qu'une défocalisation de 200 µm correspond à une augmentation d'un facteur 4 du diamètre de la tache focale et donc à une variation d'un facteur 1/16 du flux sur la cible, et conduit ainsi à un flux incident de 2.10^{13} W/cm^2. L'absorption mesurée pour cette défocalisation ∿ (63 ± 5) % correspond bien à l'absorption mesurée à 2.10^{13} W/cm^2, qui est de (57 ± 5) %. De même une défocalisation de 400 µm correspond à un flux sur la cible de 7.10^{12} W/cm^2 et l'absorption mesurée de (75 ± 5) % est en bon accord avec celle obtenue sur la figure III-19 pour ce flux.

Il semble donc, d'après ces observations, que le changement du diamètre de la tache focale, à flux donné, ne modifie pas les résultats obtenus sur l'absorption avec des petites taches focales. Ce résultat n'est pas évident car l'utilisation de taches focales plus larges produit des longueurs caractéristiques de densité axiales plus grandes, ce qui augmente l'efficacité de l'absorption collisionnelle, mais peut aussi permettre à l'instabilité Brillouin stimulée de se développer. Les comparaisons que nous pouvons faire actuellement font intervenir des flux peu élevés lors de la défocalisation, cependant le même type d'étude effectué au Lawrence Livermore Laboratory (U.S.A.) permet d'extrapoler les résultats précédents jusqu'à des flux de 2.10^{15} W/cm^2. La figure III-21

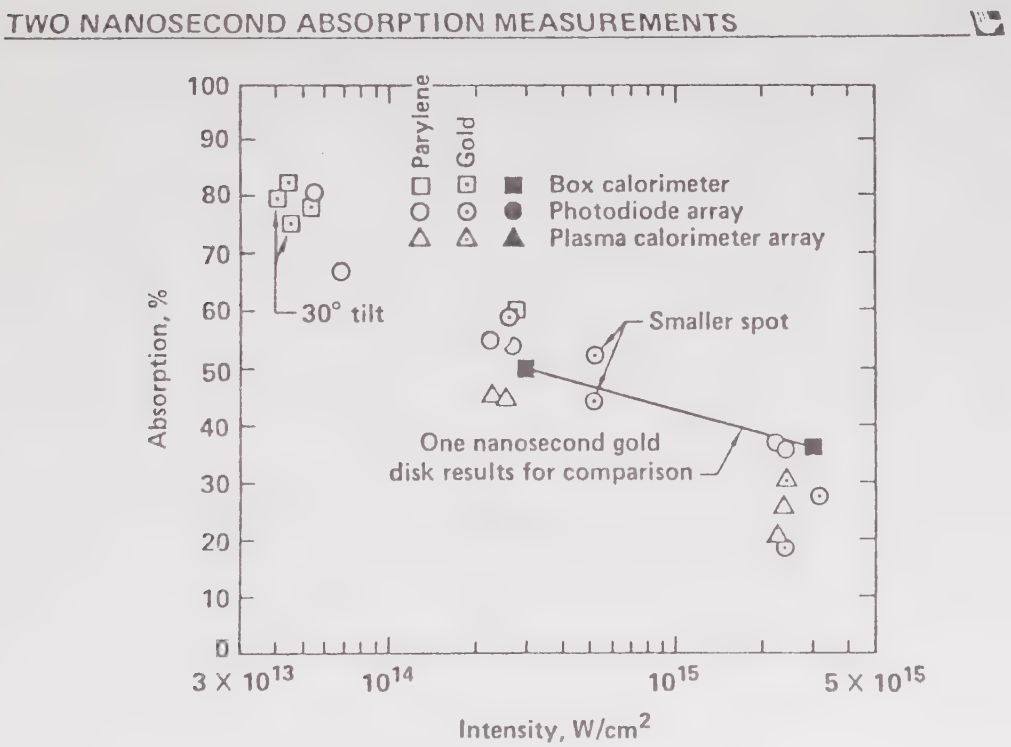


Figure III-21 : Taux d'absorption obtenus avec Shiva en impulsions longues pour différents diamètres de taches focales

montre les taux d'absorption obtenus avec leur laser Shiva en fonction du flux incident pour des impulsions de 1 ns et 2 ns, différentes cibles et différents diamètres de tache focale. Ces observations montrent que les résultats sur l'absorption obtenus avec des petites taches focales restent valables pour des dimensions de région d'interaction plus grandes, bien que cela fasse intervenir des effets bidimensionnels dans l'expansion du plasma ainsi que dans les processus de diffusion.

III-5 EXPERIENCES D'ABSORPTION A 0,53 µm EN IMPULSIONS COURTES (80 ps)

Nous présentons successivement les résultats expérimentaux concernant l'effet du flux incident sur le bilan optique détaillé et l'absorption totale, l'effet de la focalisation et de l'angle d'incidence sur les mesures précédentes, ainsi que l'effet de la nature des cibles et de la durée des impulsions sur les mesures d'absorption à différents flux.

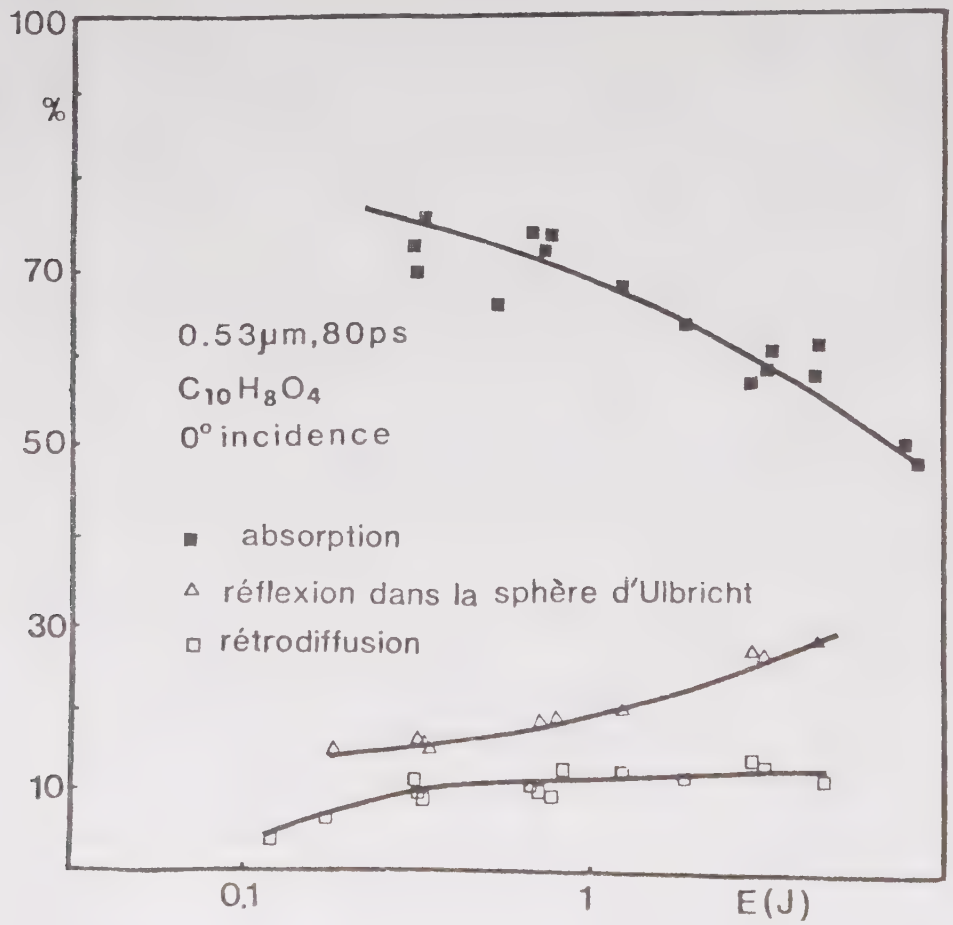


Figure III-22 : Réflexion dans la sphère, rétrodiffusion et absorption totale en fonction du flux incident à 0,53 µm en impulsion courte (80 ps)

III-5.1 EFFET DU FLUX INCIDENT SUR LE BILAN OPTIQUE DETAILLE

La figure III-22 représente l'évolution de l'absorption, de la rétrodiffusion et de la réflexion dans la sphère d'Ulbricht en fonction du flux incident pour des cibles planes de terphane en incidence normale. L'ouverture de la lentille est f/1.3 et les conditions d'expérience et de mesure sont analogues à celles utilisées à 1,06 µm, c'est-à-dire que la cible est placée au foyer de la lentille de focalisation et que les variations de flux sont obtenues par atténuation du faisceau laser au moyen d'atténuateurs calibrés ; la mesure de l'énergie incidente est effectuée par prélèvement d'une fraction du faisceau laser sur le hublot d'entrée de l'enceinte et assure ainsi un bon contrôle de l'énergie effective sur la cible.

Comme dans les expériences à 1,06 µm, le taux de rétrodiffusion reste à peu près constant lorsque le flux augmente, et à un niveau assez faible ($\leqslant$ 10 %). La rétrodiffusion Brillouin ne se produit pas dans ces conditions et la plupart des pertes proviennent de la réfraction.

Cependant le résultat le plus intéressant est l'augmentation importante, supérieure à un facteur 2, de l'absorption à 0,53 µm par rapport à 1,06 µm à tous les flux. Des taux d'absorption supérieurs à 80 % sont ainsi obtenus pour des flux inférieurs à 10^{14} W/cm^2. Cette augmentation de l'absorption peut être expliquée par une meilleure efficacité du bremssthralung inverse aux courtes longueurs d'onde, associée à plusieurs effets :

- D'une part le rayonnement laser pénètre jusqu'à des densités plus élevées pour lesquelles le plasma est plus collisionnel (dépendance en $\frac{1}{\lambda^2}$ du coefficient d'absorption collisionnelle).

- D'autre part les effets de pression de radiation et de limi. de flux qui produisent un raidissement du gradient de densité au voisinage de la couche critique et une surchauffe de la couronne, se produisent pour des flux plus élevés aux courtes longueurs d'onde d'après les lois d'échelle en $(I\lambda^2)^{\alpha}$.

Par ailleurs la décroissance de l'absorption lorsque le flux incident augmente peut être expliquée par une diminution de l'efficacité du

bremssthralung inverse associée principalement à l'accroissement de la température électronique.

III-5.2 EFFET DE LA FOCALISATION ET DE L'ANGLE D'INCIDENCE SUR L'ABSORPTION ET LA RÈTRODIFFUSION

Afin d'étudier la géométrie de l'interaction dans les expériences précédentes nous avons mesuré le diagramme angulaire de la réflexion au moyen d'un ensemble de détecteurs pyroélectriques disposés autour de la cible et étudié l'effet de la position de la cible par rapport au foyer de la lentille de focalisation sur la rétrodiffusion et sur l'absorption mesurée avec la sphère de Ulbricht.

Les diagrammes polaires de la réflexion obtenus à 0,53 µm sont très semblables à ceux que nous avons vus précédemment à 1,06 µm en impulsions courtes, montrant de même un diagramme de réflexion bien collimaté, d'ouverture légèrement supérieure à celle du faisceau incident et conduisent à des conclusions identiques sur la planéité de la surface de réflexion. Un exemple de diagramme polaire obtenu pour une incidence de 40° sur une cible de polystyrène est représenté sur la figure III-23.

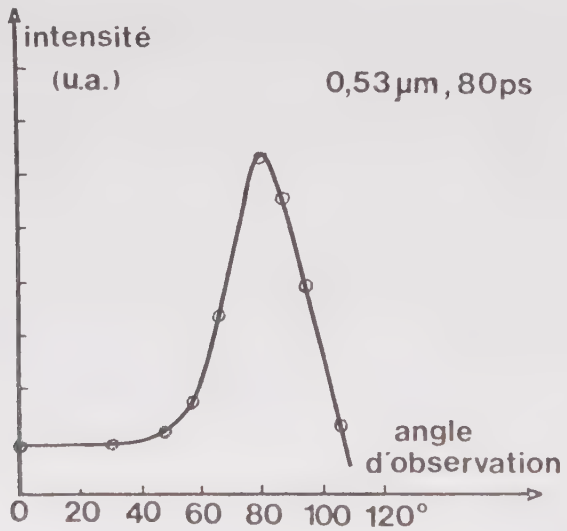


Figure III-23 : Diagramme angulaire de la réflexion à 0,53 µm pour une incidence de 40°

De plus le taux de rétrodiffusion n'est pas modifié par le déplacement de la cible sur l'axe du laser (figure III-24), ce qui correspond à un modèle d'interaction en géométrie plane, en accord avec le résultat précédent.

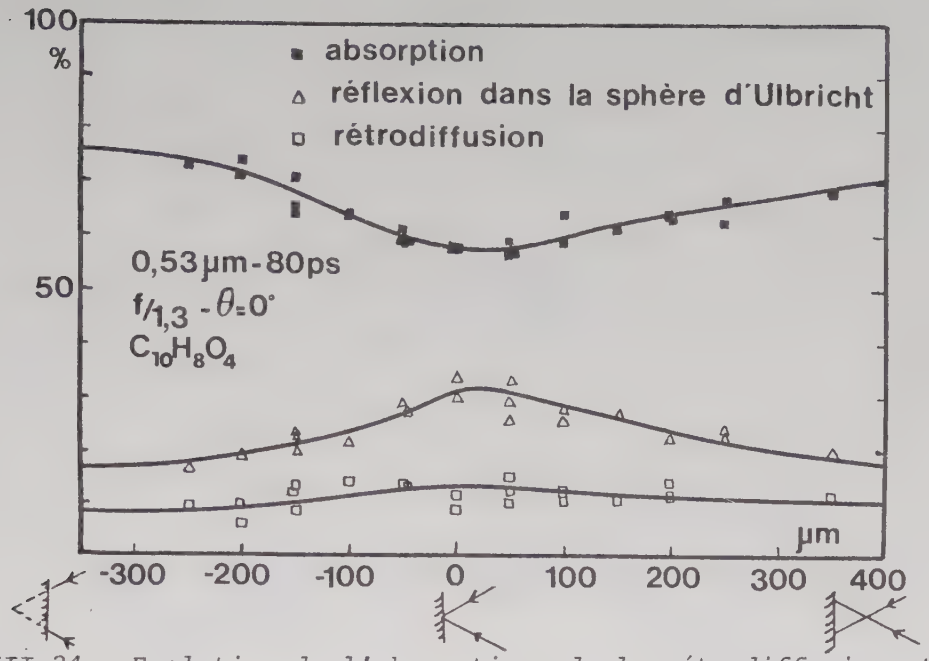


Figure III-24 : Evolution de l'absorption, de la rétrodiffusion et de la réflexion dans la sphère en fonction de la focalisation

Par contre les variations de l'absorption en fonction de la focalisation sont dominées par les effets de changement de flux comme le montre la comparaison des taux d'absorption obtenus par défocalisation et ceux de la figure III-22 à même flux incident. Ces résultats sont analogues à ceux obtenus à 1,06 µm en impulsion longue (cf. III-4.2) et la discussion effectuées dans ce paragraphe reste également valable ici.

La figure III-25 montre l'effet de l'angle d'incidence sur l'absorption et la rétrodiffusion pour un flux de $1{,}3.10^{15}$ W/cm^2. Ces mesures n'ont pas été effectuées dans le but d'étudier l'absorption résonnante car l'ouverture de la lentille est trop importante et la polarisation du laser est à 45° du plan d'incidence. Leur intérêt est de montrer que l'absorption reste très élevée jusqu'à des incidences d'environ 25°. Ceci montre que l'absorption collisionnelle reste efficace aux courtes longueurs d'onde même pour des variations relativement importantes de l'incidence sur la cible.

Elles montrent également que la réflexion dans l'optique de collimation provient en majeure partie de la réflexion spéculaire pour les faibles incidences et qu'elle devient pratiquement négligeable pour des incidences supérieures à 18° correspondant au demi-angle d'ouverture du faisceau incident. Ceci confirme qu'il n'y a pas d'énergie perdue par rétrodiffusion Brillouin stimulée dans ces conditions.

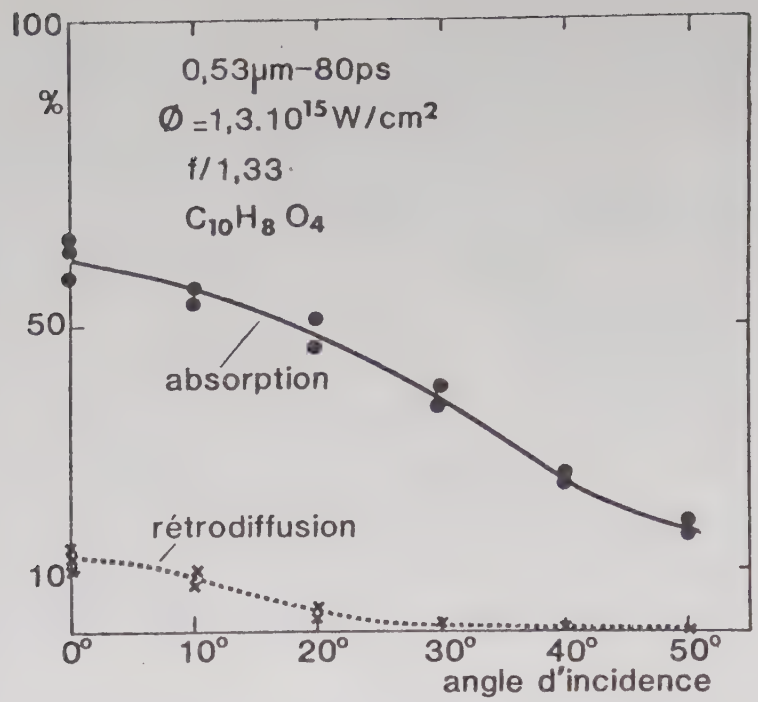


Figure III-25 : Effet de l'angle d'incidence sur l'absorption et la rétrodiffusion à 0,53 µm

III-5.3 EFFET DE LA NATURE DE LA CIBLE SUR L'ABSORPTION [33]

Les résultats précédents ont mis en évidence une forte augmentation de l'absorption pour cette longueur d'onde associée à une meilleure efficacité du bremssthralung inverse. Ce mécanisme dépend également du numéro atomique de la cible et afin d'approfondir les résultats précédents nous avons effectué des mesures d'absorption avec la sphère de Ulbricht sur des cibles planes de différents matériaux : terphane, aluminium, cuivre, nickel et or, et pour deux durées d'impulsion : 80 ps et 160 ps.

L'évolution de l'absorption en fonction du flux incident pour les différentes cibles est représentée sur la figure III-26 dans le cas des impulsions de 80 ps. L'absorption est très sensible à la nature de la cible pour les matériaux de Z peu élevé : l'absorption augmente de 6 à 8 % entre les cibles de terphane (Z = 6,2) et d'aluminium (Z = 13). Par contre elle varie peu pour des cibles de Z plus élevé : le taux d'absorption du cuivre (Z = 29) est légèrement supérieur à celui de l'aluminium, mais l'absorption reste la même lorsqu'on augmente le Z, en particulier pour l'or.

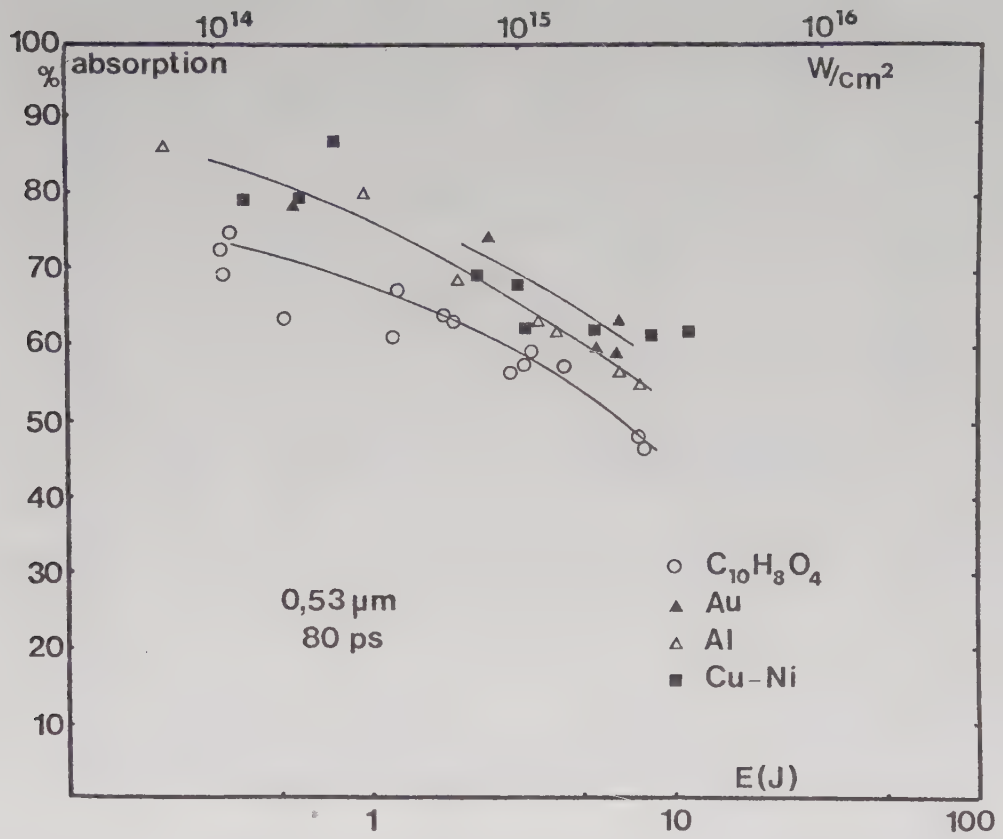


Figure III-26 : Evolution de l'absorption en fonction du flux incident pour des cibles de Z variable et des impulsions de 80 ps

Le bilan optique détaillé représenté sur la figure III-27 montre que ces différences d'absorption proviennent essentiellement des variations du taux de rétrodiffusion, tandis que l'énergie collectée dans la sphère d'Ulbricht est la même pour toutes les cibles. Comme nous l'avons vu précédemment l'utilisation d'impulsions courtes empêche l'instabilité Brillouin de se développer et la réflexion dans l'optique de collimation correspond essentiellement à la réflexion spéculaire qui est corrélée à l'absorption collisionnelle; tandis que l'énergie collectée dans la sphère est due aux pertes par réfraction ; celles-ci dépendent principalement de la géométrie d'interaction et de la longueur caractéristique du gradient de densité, qui varient probablement très peu avec le Z de la cible. En effet, dans le cas d'impulsions courtes, la vitesse d'expansion du plasma et la longueur caractéristique du gradient de densité sont proportionnelles à la vitesse acoustique-ionique $c_s = \sqrt{\frac{Z\,k\,Te}{A\,mi}}$; comme les plasmas étudiés ont une température de couronne élevée, la plupart des atomes sont ionisés avec le même rapport nombre de charge sur nombre de masse (Z/A) ; ils se détendent donc avec des vitesses similaires, produisant le même type de gradients dans le plasma sous-critique pour un grand nombre de matériaux différents.

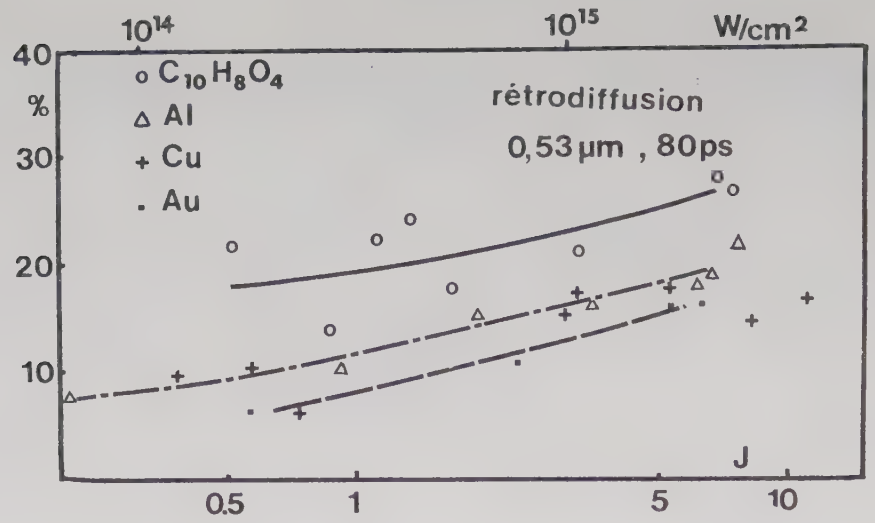


Figure III-27(a) : Rétrodiffusion dans l'optique de collimation

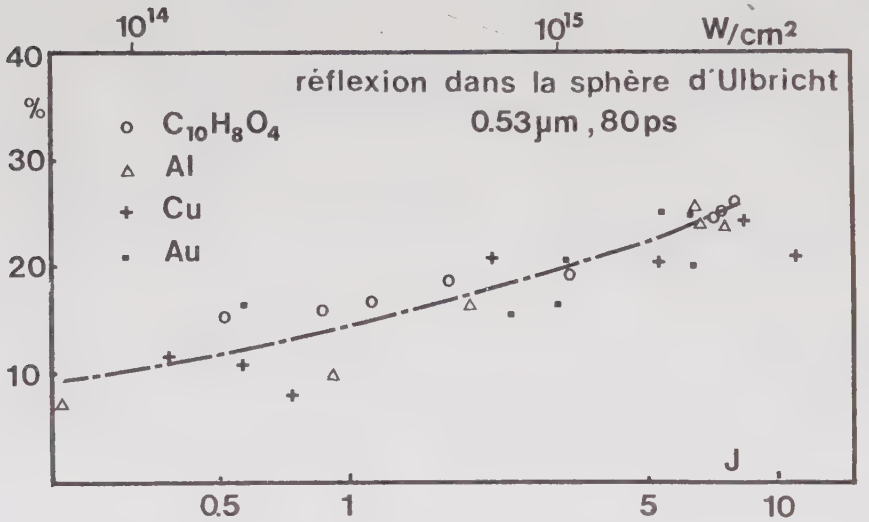


Figure III-27(b) : Réflexion dans la sphère d'Ulbricht

Les résultats obtenus avec les impulsions de 160 ps sont représentés sur la figure III-28. Nous observons des augmentations de l'absorption de 8-12 % entre le terphane et l'aluminium et 10-15 % entre le terphane et le cuivre ou l'or,qui sont donc du même ordre ou légèrement supérieures à celles du cas précédent. L'étude du bilan optique détaillé montre de même que ces différences d'absorption proviennent en majeure partie des variations du taux de rétrodiffusion.

Les résultats obtenus avec les deux durées d'impulsion (80 et 160 ps) mettent en évidence une augmentation significative de l'absorption avec le Z de la cible pour les matériaux de numéro de charge peu élevé, et une variation moins nette et une saturation pour les cibles dont le

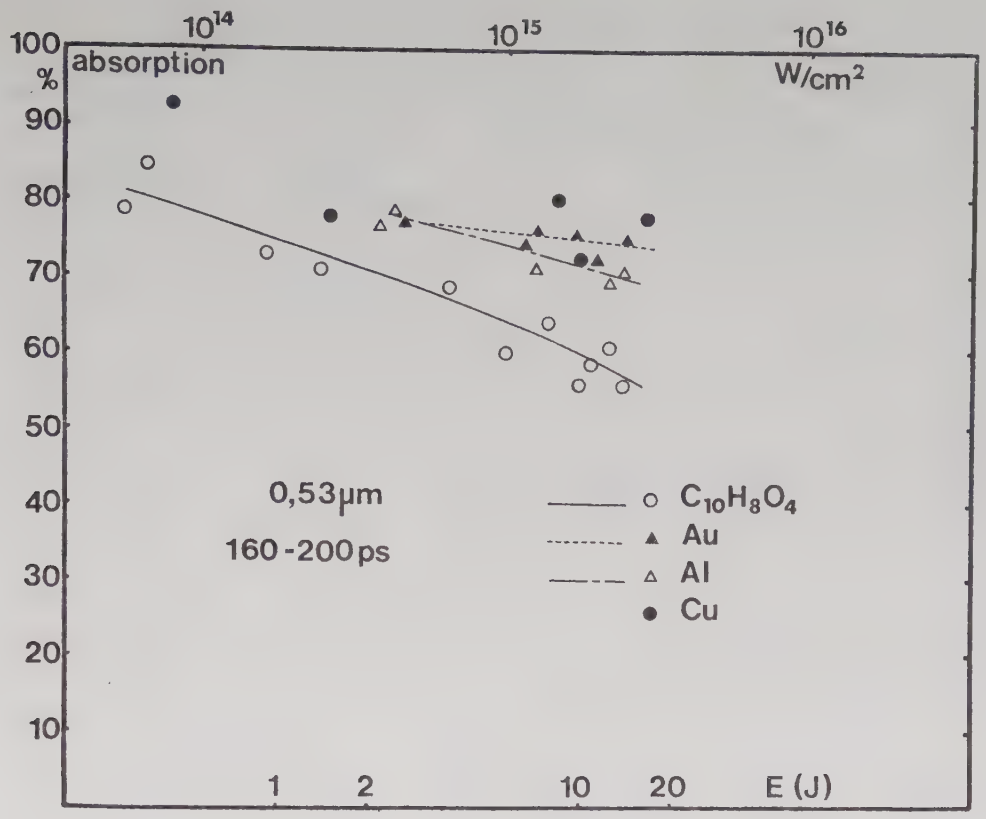


Figure III-28 : Effet de la nature de la cible sur les mesures d'absorption à 0,53 µm - 160 ps

numéro de charge est supérieur à une valeur de l'ordre de 20. Dans ces deux cas l'accroissement de l'absorption est corrélé à une diminution du taux de réflexion dans l'optique de focalisation et peut être interprété par la modification de l'efficacité du bremssthralung inverse.

D'autre part, nous avons observé une augmentation de l'absorption d'environ 5-10 % pour toutes les cibles utilisées lorsque la durée de l'impulsion est doublée, de 80 ps à 160 ps ; dans ce cas, la croissance de l'absorption est associée à une diminution de la réflexion dans la sphère, comme le montre, à titre d'exemple, la figure III-29 représentant le bilan optique détaillé pour le cas du terphane. Une interprétation de ce résultat peut être la suivante : les impulsions plus longues créent des plasmas plus homogènes, ce qui a pour premier effet d'augmenter l'efficacité du bremssthralung inverse dans le gradient de densité plus long et donc l'absorption totale ; d'autre par le diagramme de réflexion obtenu dans ces conditions est mieux collimaté dans l'optique de focalisation, phénomène analogue à celui que nous avons observé dans les expériences avec pré-impulsion ; ceci produit une décroissance de la réflexion dans la sphère tandis que le niveau de réflexion dans l'optique reste à peu près constant par compensation avec l'augmentation de l'absorption collisionnelle.

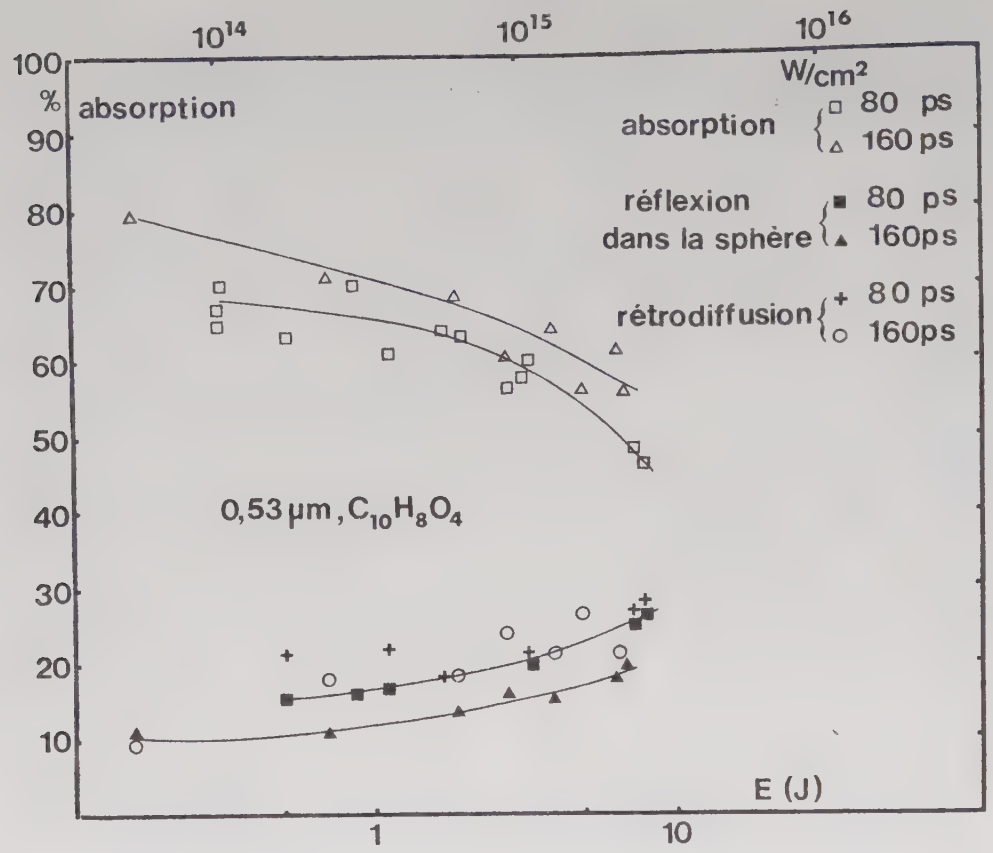


Figure III-29 : Bilan optique détaillé dans le cas du terphane pour les deux durées d'impulsion

De plus le fait que le niveau de rétrodiffusion ne varie pas avec la durée de l'impulsion confirme que la rétrodiffusion Brillouin stimulée ne se produit pas dans ces expériences.

En conclusion, ces expériences montrent que les comportements de l'absorption en fonction du flux incident, de la nature de la cible et de la durée des impulsions sont typiquement ceux de l'absorption collisionnelle et que ce mécanisme intervient donc pour une part importante dans l'absorption pour cette longueur d'onde, et permet ainsi d'obtenir des taux d'absorption élevés à haut flux, particulièrement sur les cibles de numéro de charge supérieur à $\sim$ 15.

III-6 EXPERIENCES D'ABSORPTION A 0,53 µm EN IMPULSIONS LONGUES (2 ns)

A 0,53 µm, les expériences avec des impulsions longues confirment la grande efficacité du bremssthralung inverse. La figure III-30 représente l'évolution du bilan optique détaillé en fonction du flux incident. Des taux d'absorption supérieurs à 80 % sont obtenus jusqu'à des flux de

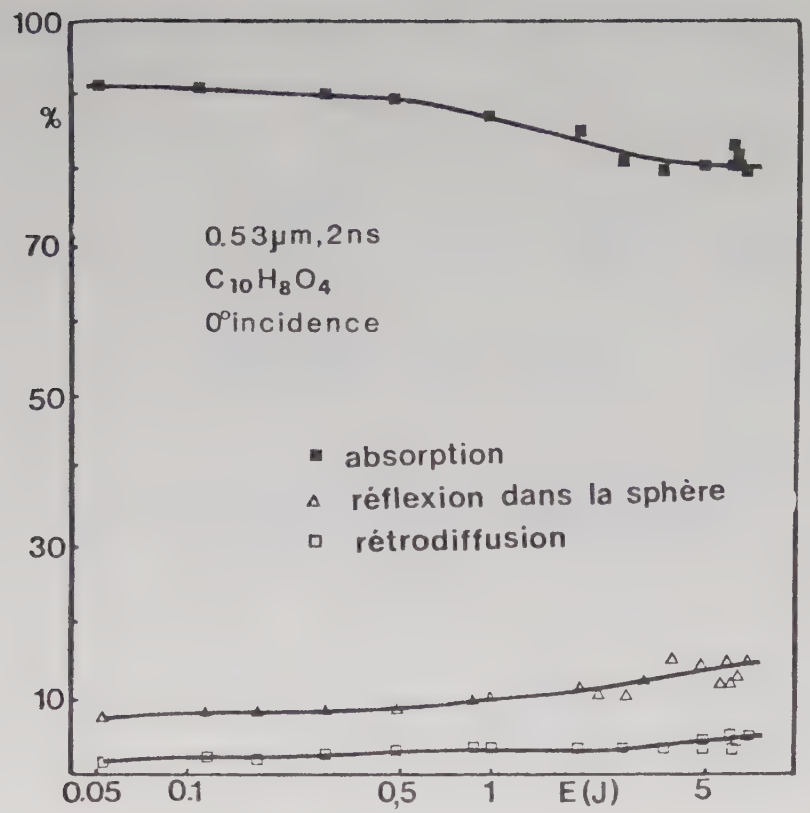


Figure III-30 : Réflexion dans la sphère, rétrodiffusion et absorption totale en fonction du flux incident à 0,53 µm - 2 ns

10^{14} W/cm^2. Cependant le point le plus intéressant dans ces courbes est que, contrairement à ce que nous avons vu à 1,06 µm en impulsion longue, la réflexion dans l'optique reste faible ($\sim$ 5 %) à tous les flux jusqu'à 4.10^{14} W/cm^2. Nous sommes donc certainement en dessous du seuil de l'instabilité Brillouin pour ces conditions expérimentales, ce qui est attendu du fait du raccourcissement de la longueur d'onde [39].

La figure III-31 représente l'évolution de l'absorption, de la rétrodiffusion et de la réflexion dans la sphère en fonction de la position de la cible sur l'axe laser. Bien que les variations relatives soient de moins grande amplitude, ces courbes sont analogues à celles que nous avons obtenues à 1,06 µm en impulsion longue, et mettent en évidence une géométrie d'interaction de nature sphérique et la prédominance de l'effet du flux incident sur les variations de l'absorption.

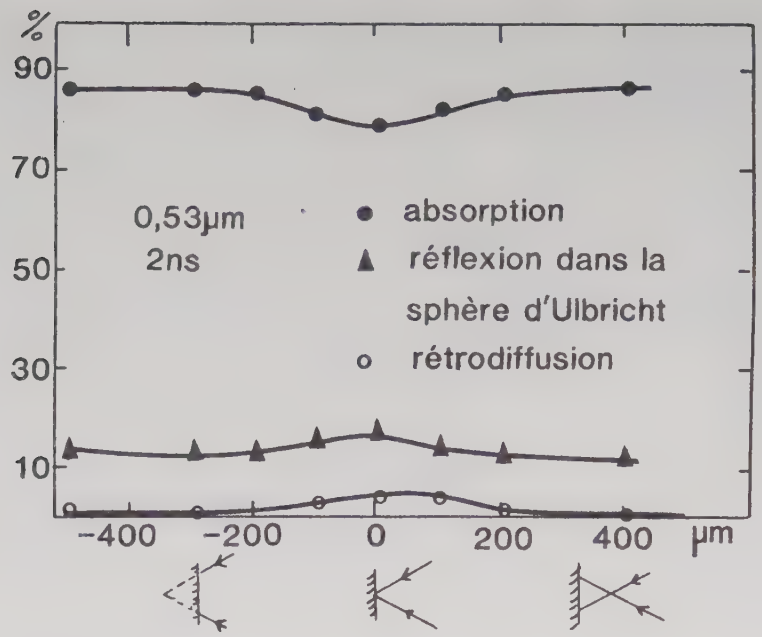


Figure III-31 : Effet de la focalisation sur le bilan optique détaillé à 0,53 µm - 2 ns

III-7 EXPERIENCES D'ABSORPTION ET DE RETRODIFFUSION A 0,26 µm

III-7.1 RESULTATS SUR L'ABSORPTION

Les mesures d'absorption à 0,26 µm sur différentes natures de cible et pour deux durées d'impulsion (60 ps et 160 ps) sont représentées sur la figure III-32 pour des flux compris entre 2 et 6.10^{14} W/cm^2. L'absorption est dans tous les cas très élevée $\sim$ (90 ± 5) %, quels que soient la cible et le flux. Les pertes sont réparties de façon équivalente entre la rétrodiffusion ($\sim$ 3-5 %) et la réflexion dans la sphère ($\sim$ 3-5 %).

Ces résultats confirment et augmentent la portée des observations précédentes faites à 0,53 µm concernant l'effet très bénéfique des courtes longueurs d'onde sur l'absorption dû à une meilleure efficacité du bremssthralung inverse comme nous l'avons vu au paragraphe III-5.1.

La nature de la cible n'a aucun effet sur l'absorption aux flux utilisés et des taux d'absorption très élevés peuvent être obtenus même pour des cibles de faible numéro de charge, ce qui représente de nombreux avantages pour les expériences de fusion. Dans ces conditions l'absorption n'est limitée que par les pertes d'énergie systématiques par réfraction compte-tenu de la géométrie de l'interaction.

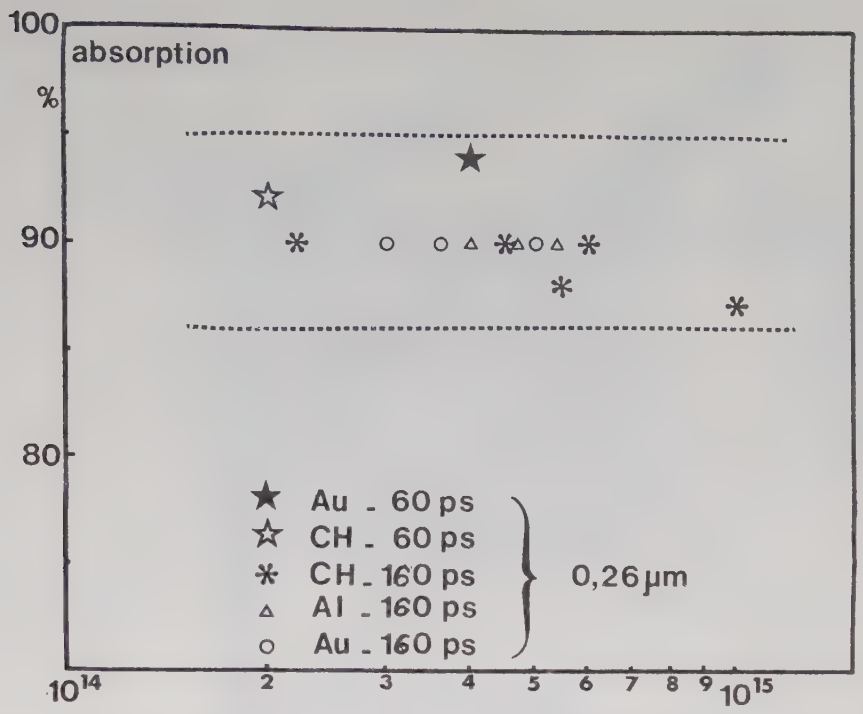


Figure III-32 : Taux d'absorption à 0,26 µm pour différentes natures de cible

III-7.2 INFLUENCE D'UNE PRE-IMPULSION SUR LA RETRODIFFUSION A 0,26 µm

Les expériences précédentes montrent les avantages des courtes longueurs d'onde en impulsion courte du point de vue de l'absorption ; cependant un problème peut se poser lors de l'utilisation d'impulsions plus longues à haut flux, qui est celui de la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Comme nous ne pouvons pas obtenir des impulsions longues à 0,26 µm à cause des mauvais rendements des cristaux, nous avons entrepris une expérience dans laquelle une cible plane est irradiée par une pré-impulsion contenant 10 à 30 % de l'énergie incidente, de largeur à mi-hauteur 160 ps et précédant l'impulsion principale de 1,7 ns. Ceci représente en principe (cf. III-3.4) des conditions très favorables à l'établissement de l'instabilité pour un flux donné. Les ouvertures des lentilles de focalisation et de reprise de la réflexion sont respectivement f/1.2 et f/0.8.

Le schéma de l'expérience est représenté sur la figure III-33. Les principaux diagnostics sont la mesure du taux de rétrodiffusion pour chaque impulsion au moyen d'une photodiode rapide qui permet de relever sur la même photographie les deux impulsions incidentes et les deux impulsions réfléchies moyennant un retard optique, et l'analyse spectrale

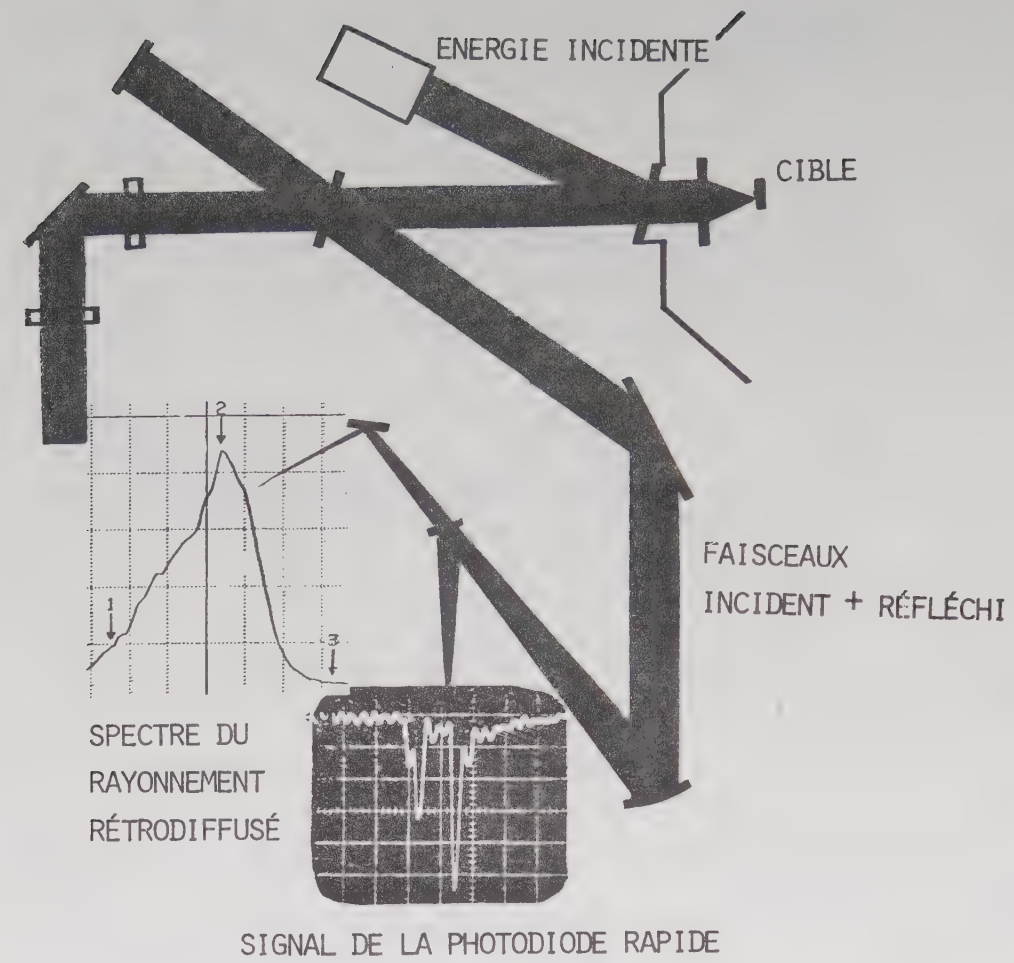


Figure III-33 : Schéma de l'expérience avec pré-impulsion à 0,26 µm

du rayonnement rétrodiffusé au moyen d'un spectrographe à réseau et d'un analyseur multicanal (OMA).

Les figures III-34 et III-35 représentent les énergies réfléchies sur la pré-impulsion et sur l'impulsion principale ainsi que le spectre correspondant.

La majorité des tirs a donné un résultat du type de la figure III-34 c'est-à-dire un taux de réflexion sur l'impulsion principale très faible, inférieur à 1 %, et un spectre très étroit et centré sur la longueur d'onde du laser.

Quelques tirs ont conduit à un résultat du type de la figure III-35 pour lesquels le taux de rétrodiffusion est du même ordre de grandeur que celui de la pré-impulsion et de l'ordre de $\sim$ 2 % ; le spectre associé contient alors non seulement une composante centrée comme dans le cas précédent, mais de plus une composante déplacée vers le rouge de

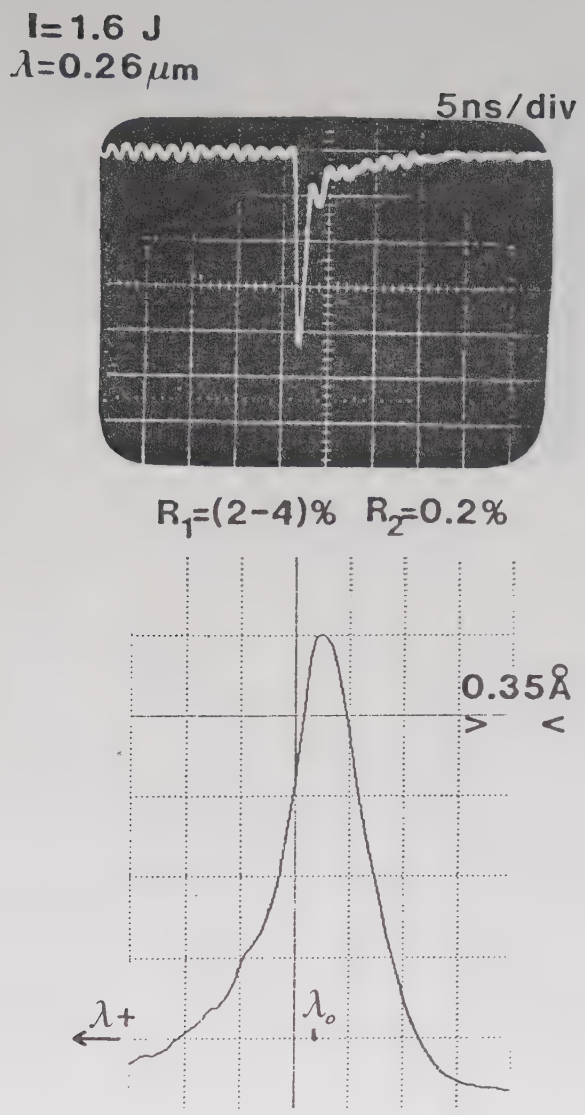


Figure III-34 : Taux de rétrodiffusion et spectre de la lumière rétrodiffusée à 0,26 μm en présence d'une pré-impulsion

∿ 1,2 Å. Il semble que cette composante soit corrélée à la réflexion de l'impulsion principale.

L'interprétation préliminaire de ces résultats est que, malgré des conditions très favorables liées à l'existence d'un pré-plasma à gradient de densité doux en avant de la cible, l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin ne se produit pas ou reste à un niveau très faible, puisque le taux de réflexion est toujours inférieur à 2 %. Il semble, d'après les estimations du seuil de l'instabilité par les formules théoriques, que les flux utilisés restent toujours en dessous des valeurs obtenues ainsi, compte tenu des paramètres caractéristiques du plasma

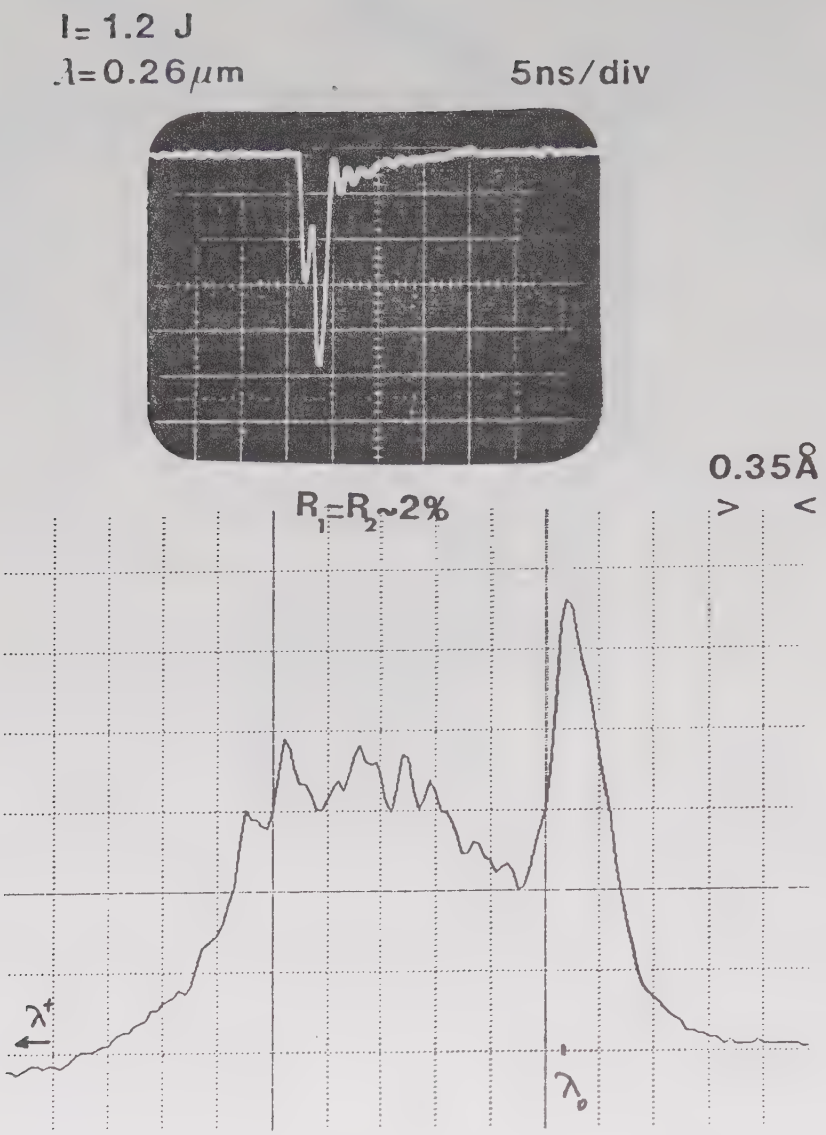


Figure III-35 : Energie et spectre de la lumière réfléchie dans l'optique de collimation

dans la couronne obtenus dans les simulations numériques des expériences (cf. IV-3).

$$I_{W/cm^2} > 7{,}5.10^{12} \frac{T_e}{\lambda_0^2} \left(\frac{\lambda_0}{L_u}\right) \left(\frac{n_c}{n_e}\right)$$

où L_u est la longueur caractéristique du gradient des vitesses ; T_e est en eV et λ_0 en μm.

Avec les valeurs suivantes : $\lambda_0 = 0{,}26$ μm ; $T_e = 900$ eV ; $L_u = 50$ μm ; $\frac{n_c}{n_e} = 2$, cette formule nous conduit à un seuil de $\sim 10^{15}$ W/cm^2.

Des études supplémentaires, en particulier à flux plus élevé , sont nécessaires pour compléter cette interprétation.

L'existence de la composante déplacée vers le rouge pourrait également être due à l'effet Doppler associé à la modification du profil de densité du fait des deux impulsions. Le déplacement en longueur d'onde correspondant peut en effet s'écrire sous la forme analytique suivante, dans le cas d'un profil de densité exponentiel :

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = -2\,\frac{v_c}{c} - \frac{1{,}23}{c}\,\frac{dL}{dt}$$

où v_c est la vitesse de la surface critique.

L'impulsion principale arrive dans un plasma en expansion dont la longueur caractéristique du gradient de densité (L) est fixée par la détente du plasma pendant l'intervalle de temps séparant les deux impulsions. A l'arrivée de l'impulsion principale, le profil de densité se raidit, ce qui conduit à un terme $\frac{dL}{dt}$ négatif et dont la valeur absolue peut être supérieure au premier terme dans l'expression du $\delta\lambda$, expliquant ainsi un déplacement du spectre vers le rouge.

Des calculs plus précis utilisant le code hydrodynamique FILM sont en cours pour évaluer cet effet par intégration sur tout le profil de densité.

III-8 DISCUSSION GENERALE SUR LES RESULTATS D'ABSORPTION

L'ensemble des résultats obtenus concernant le taux d'absorption en fonction des différents paramètres du laser, flux, longueur d'onde, durée des impulsions sont représentés sur la figure III-1. Ceux-ci, joints aux expériences complémentaires portant sur l'effet de l'angle d'incidence, de la polarisation, de la nature de la cible, de la forme des impulsions sur l'absorption et la rétrodiffusion, ainsi que l'observation de la génération d'harmoniques de la fréquence fondamentale du laser, nous apportent des informations non seulement sur le taux d'absorption global mais aussi sur les mécanismes mis en jeu (nature, efficacité, contribution relative) selon les conditions de l'expérience.

Nous avons exposé au Chapitre I les principaux processus d'absorption et de réflexion ainsi que l'effet du flux incident sur ces processus. Celui-ci représente, en effet, un élément essentiel dans l'analyse des mécanismes mis en jeu pour chaque longueur d'onde et afin de discuter les résultats expérimentaux précédents, nous distinguerons les régimes d'impulsions courtes et longues.

III-8.1 IMPULSIONS COURTES

a) Effet du flux incident

La première observation concernant ces impulsions est que, dans tous les cas, le niveau de rétrodiffusion ne varie pas de façon significative avec le flux incident, le diamètre des taches focales et la durée des impulsions ; toutes ces observations nous permettent de conclure de façon sûre que la *rétrodiffusion Brillouin stimulée* ne peut jamais se développer dans les expériences sur cibles solides avec des impulsions courtes, quelle que soit la longueur d'onde, du fait des petites dimensions du plasma et donc des longueurs d'inhomogénéité. Dans le cas des expériences avec le laser à CO_2, ce sont les processus de saturation qui limitent cette instabilité à haut flux.

Les variations de l'absorption en fonction du flux sont donc principalement régies par les modifications de la température et du gradient de densité électroniques de la couronne.

Lorsque le flux augmente, l'efficacité du bremssthralung inverse, qui était le processus dominant à faible flux, diminue par suite de l'augmentation de la température électronique et du raidissement du gradient de densité et une décroissance correspondante de l'absorption totale est observée dans tous les cas. L'absorption collisionnelle est alors remplacée par d'autres processus d'absorption ; il est remarquable de constater que des niveaux d'absorption identiques sont obtenus à 10,6 μm et à 1,06 μm et il faut probablement s'attendre à obtenir des résultats semblables même aux courtes longueurs d'onde. Cependant, il est certain que, à 0,26 μm, le taux d'absorption de 90 % mesuré au voisinage de 10^{15} W/cm^2 permet de penser que ce sera pour des flux bien supérieurs à 10^{16} ou 10^{17} W/cm^2 que nous serons dans les mêmes conditions

(flux qu'il n'est pas nécessaire d'atteindre pour les expériences de fusion avec cette longueur d'onde).

Parmi les mécanismes qui peuvent contribuer à ce niveau d'absorption de $\sim$ 30 %, nos expériences ont particulièrement mis en évidence les processus suivants :

■ L'*absorption résonnante* a été observée par l'effet de l'angle d'incidence et de la polarisation sur l'absorption à 10,6 µm et à 1,06 µm ; le même type de résultat a été obtenu dans d'autres laboratoires [1-2-18]. De même l'existence d'une composante non déplacée dans le spectre du deuxième harmonique est également une signature de ce processus. Cependant, les calculs théoriques montrent que la présence d'ondulations de densité et de champs magnétiques à la surface critique peuvent modifier de façon importante ce processus et lui permettre de se manifester pour un domaine beaucoup plus vaste de conditions expérimentales et conduire à des taux d'absorption du même ordre de grandeur que ceux que nous observons, en particulier en incidence normale.

■ D'autre part, les simulations numériques montrent que l'*instabilité de décomposition paramétrique* peut absorber entre 10 et 20 % de l'énergie incidente même en présence de raidissement du gradient de densité ; elle a été mise en évidence dans notre expérience par l'observation de la composante déplacée vers le rouge dans le spectre du deuxième harmonique de la fréquence fondamentale du laser pour des flux supérieurs à 10^{13} W/cm^2.

Ces deux types de processus conduisent à des résultats analogues du point de vue de la thermalisation de l'énergie absorbée, en produisant des électrons chauds dont la température suit une loi du type $(I \lambda^2)^{\alpha}$ avec $\alpha \sim 0{,}3\text{-}0{,}5$ [35] d'après les simulations numériques de ces processus ; les résultats sur la mesure de la température électronique chaude effectuée au cours de ces expériences à partir des mesures de l'émission du rayonnement X par le plasma au moyen d'un analyseur multicanal [36], mettent en évidence une loi du même type, confirmant ainsi la présence de ces processus. Il est en fait difficile de faire la part de leurs contributions respectives, et la principale réponse apportée par l'expérience concerne le taux d'absorption global ainsi que sur la forme sous laquelle cette énergie est thermalisée pour des domaines de flux d'autant plus élevés que la longueur d'onde est courte.

Par ailleurs, l'augmentation de l'efficacité du bremssthralung inverse par la *turbulence acoustique-ionique* dans le plasma sous-critique n'a pas été particulièrement étudiée ici, mais peut également contribuer à l'absorption comme l'ont montré d'autres expériences [37].

b) Effet de la longueur d'onde

A flux identique, la réduction de la longueur d'onde conduit à une forte augmentation de l'absorption. La figure III-36 représente les courbes d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour un flux incident de 5.10^{14} W/cm^2 et fait clairement ressortir cet effet.

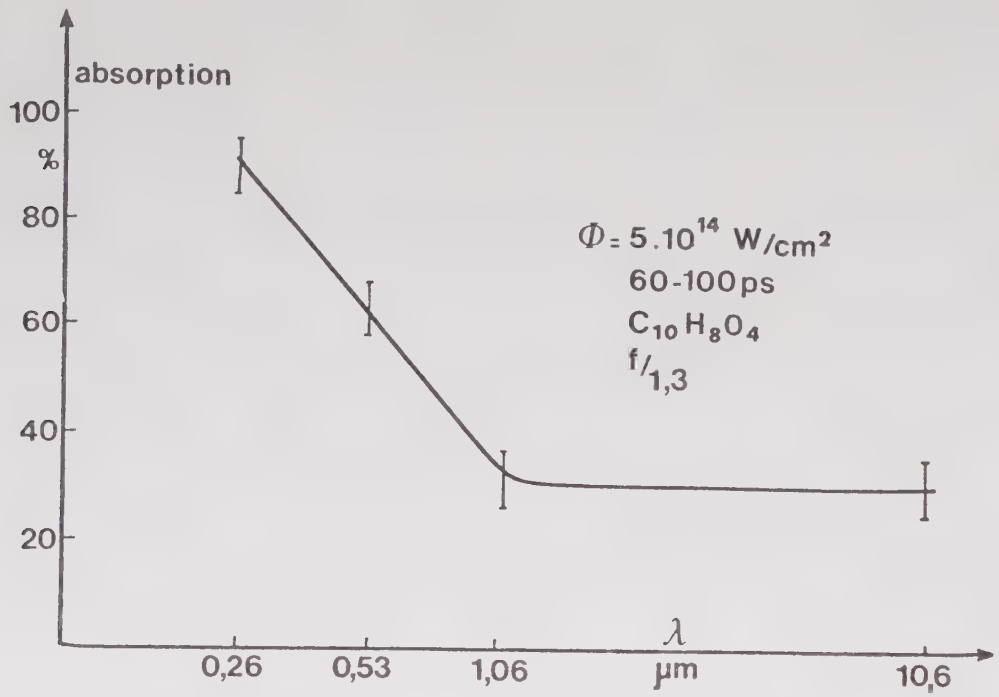


Figure III-36 : Effet de la longueur d'onde sur l'absorption pour un flux incident de 5.10^{14} W/cm^2

D'autre part, le comportement du taux d'absorption en fonction du flux incident, de la nature de la cible, de la durée des impulsions et de la longueur d'onde du laser sont typiquement ceux de l'absorption collisionnelle et montre que ce mécanisme contribue de façon importante à l'absorption pour les courtes longueurs d'onde. Les raisons physiques de l'effet de la longueur d'onde sur le bremssthralung inverse sont les suivantes :

■ L'onde laser pénètre jusqu'à des densités plus élevées aux courtes longueurs d'onde, en effet la densité de coupure du plasma varie en $1/\lambda^2$, et le taux de collision croît rapidement avec la densité.

■ La température électronique de la couronne est plus faible d'après les lois d'échelle ($T_c \sim \lambda^{4/3}$) à flux identique et de plus le problème de surchauffe dû à l'inhibition du transport thermique se produit pour des flux plus élevés.

■ Le raidissement du gradient de densité est moins efficace aux courtes longueurs d'onde à cause de la pression plus élevée dans la zone critique.

c) Effet de la nature de la cible

Les expériences aux courtes longueurs d'onde montrent que, dans le domaine de flux où le bremssthralung inverse est le processus dominant, à 0,53 µm l'absorption dépend nettement du Z de la cible et qu'il est nécessaire d'utiliser des cibles de Z élevé comme ablateur pour obtenir des taux d'absorption importants tandis qu'à 0,26 µm, il est possible de prendre des matériaux de Z relativement faible tout en gardant un bon niveau d'absorption même à haut flux, ce qui représente de nombreux avantages pour les expériences de fusion.

III-8.2 IMPULSIONS LONGUES

a) Absorption

Les impulsions longues ont pour conséquence, à flux identique, de créer un plasma dont les longueurs d'inhomogénéité sont plus longues que dans le cas précédent. Cet effet bénéfique à faible flux se traduit par une efficacité accrue du bremssthralung inverse comme nous l'avons observé pour les différentes longueurs d'onde. Cependant, à flux élevé, les effets de la pression de radiation peuvent intervenir et introduire une modification du profil de densité et donc une réduction du bremssthralung inverse ; ce sont alors l'absorption résonnante et les instabilités paramétriques qui dominent l'absorption. L'identité des températures des électrons chauds mesurées en impulsions courtes et longues est en accord avec cette interprétation [36].

b) Rétrodiffusion Brillouin stimulée

Le point le plus important paraît être cependant l'apparition de la rétrodiffusion Brillouin stimulée que nous avons observée pour des flux supérieurs à 10^{14} W/cm^2 à 1,06 µm ; celle-ci devient alors le mécanisme de perte le plus important et une décroissance rapide de l'absorption lui est associée.

Par contre, il apparaît que jusqu'à des flux de 4.10^{14} W/cm^2, à 0,53 µm, la réflexion dans l'optique de focalisation est inférieure à 7 %, ce qui signifie que le niveau de Brillouin est très faible. La comparaison de ce résultat avec la valeur obtenue au même flux à 1,06 µm, qui est de 25 %, met en évidence la réduction de l'instabilité Brillouin avec les courtes longueurs d'onde.

A 0,26 µm, les expériences avec pré-impulsion permettent de prolonger les résultats précédents sur l'effet de la longueur d'onde jusqu'à des flux de 4.10^{14} W/cm^2 pour lesquels, malgré les conditions favorables au développement de cette instabilité, le taux de rétrodiffusion reste inférieur à 2 %.

Cette réduction de l'instabilité Brillouin aux courtes longueurs d'onde provient de l'augmentation de son seuil qui, d'après les études théoriques, varie de façon inversement proportionnelle à la longueur d'onde ; des estimations de ce seuil nous permettent de penser que nous sommes et resterons en dessous d'un niveau élevé de conversion Brillouin pour des flux incidents bien supérieurs à 10^{15} W/cm^2, à 0,26 µm, en impulsions longues.

Dans le cas du laser à CO_2, des expériences en impulsion de 40 ns à des flux de 10^{12} W/cm^2 [14] montrent que le niveau de rétrodiffusion est inférieur à 10 %. Du côté des grandes longueurs d'onde le rendement de l'effet Brillouin est donc également faible, mais dans ce cas ce n'est pas l'effet de seuil qui est en cause, car l'expérience montre qu'il est atteint aux flux utilisés, mais un effet de saturation.

III-8.3 CONCLUSION SUR LES EXPERIENCES D'ABSORPTION SUR CIBLES PLANES

Les expériences d'absorption sur cibles planes que nous avons exposées dans ce chapitre montrent le grand intérêt des courtes longueurs d'onde dans les expériences de compression de solides par laser.

Elles permettent en effet d'atteindre des taux d'absorption élevés grâce à une meilleure efficacité de l'absorption collisionnelle, et à une réduction des pertes d'énergie par rétrodiffusion Brillouin stimulée, en particulier dans le cas des impulsions longues qui sont nécessaires pour obtenir le régime de compression par ablation. De plus des taux d'absorption élevés peuvent être obtenus même avec des matériaux de faible numéro atomique aux très courtes longueurs d'onde (0,26 µm).

D'autre part, l'absorption par bremssthralung inverse se fait en partie dans le plasma sous-critique, chauffant une population d'électrons thermiques, il en résulte une diminution de l'énergie qui atteint la surface critique et donc une réduction des processus qui se produisent dans cette région, en particulier l'absorption résonnante et l'instabilité de décomposition paramétrique qui conduisent toutes les deux à la génération d'électrons suprathermiques dont les effets néfastes de préchauffage du coeur de la cible avant la compression sont bien connus.

III-9 COMPARAISON AVEC LES RESULTATS D'AUTRES LABORATOIRES

Nos expériences aux courtes longueurs d'onde et en particulier dans l'ultra-violet ont été la première mise en évidence [38] de la possibilité d'obtenir des taux d'absorption élevés dans ces conditions grâce à l'augmentation de l'efficacité de l'absorption collisionnelle. Elles ont soulevé un grand intérêt auprès des autres laboratoires qui ont alors entrepris des expériences du même type, en particulier dans les laboratoires de Livermore [39] (U.S.A.), Garching [40] (Allemagne), Rochester [41] (U.S.A.) et KMS [42] (U.S.A.).

Nous présentons rapidement quelques-uns de ces résultats dont le double intérêt est de confirmer nos mesures précédentes et d'augmenter les domaines de validité des conclusions correspondantes.

Certaines précautions sont naturellement nécessaires pour effectuer ces comparaisons et il est important, comme nous l'avons montré jusqu'à présent, de tenir compte des valeurs exactes des durées d'impulsion, de nature de cible, d'ouverture du système de focalisation, du diamètre de la tache focale, du flux incident ainsi que de la méthode utilisée pour le faire varier.

III-9.1 EXPERIENCE D'ABSORPTION AU LABORATOIRE DE LIVERMORE

La figure III-37 représente les mesures d'absorption de E.M. Campbell et al. [32] obtenus sur de l'or avec des impulsions de 600 ps à 0,53 µm et 900 ps à 1,06 µm qu'ils ont reportés eux-mêmes sur notre diagramme d'absorption.

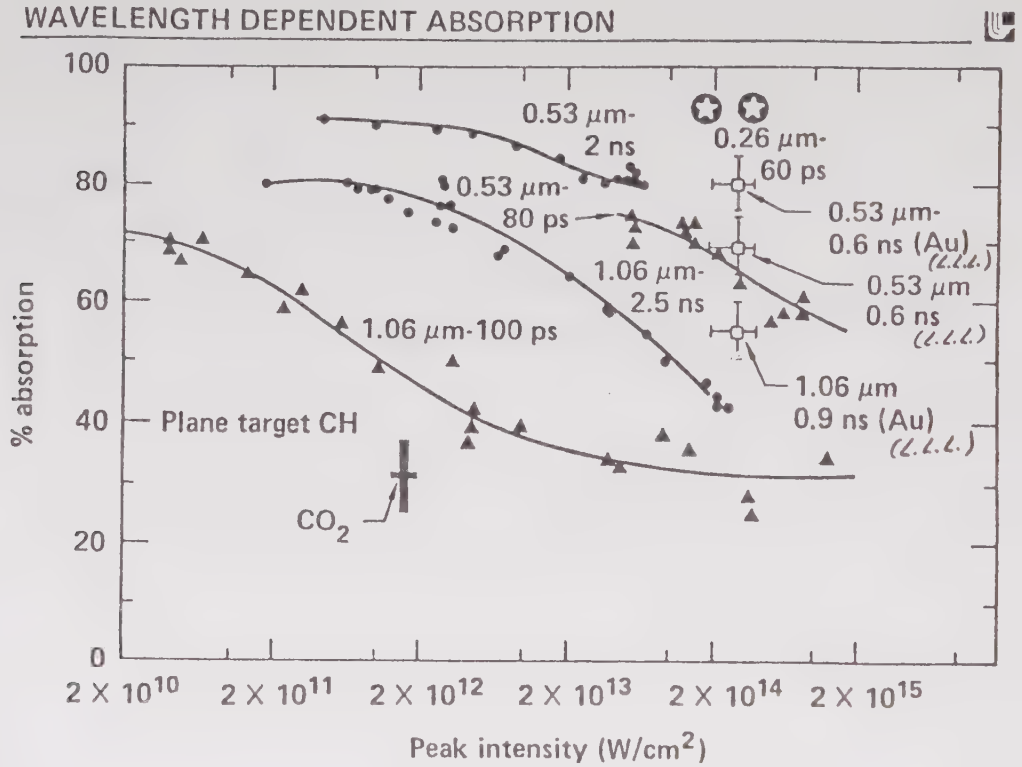


Figure III-37 : Comparaison entre les taux d'absorption de Livermore et de Palaiseau (extrait de la référence [32])

Les valeurs à 0,53 µm sont tout à fait comparables à celles que nous avons obtenues sur l'or (cf. figure III-28) bien que les durées d'impulsion utilisées à Livermore soient légèrement plus longues. De même les variations de l'absorption en fonction du flux incident (de 2.10^{13} à 5.10^{15} W/cm^2) pour différentes cibles : beryllium, plastique et or, représentées sur la figure III-38 sont en très bon accord avec nos

résultats et font apparaître des variations de l'absorption avec la nature du matériau analogues à celles de la figure III-28.

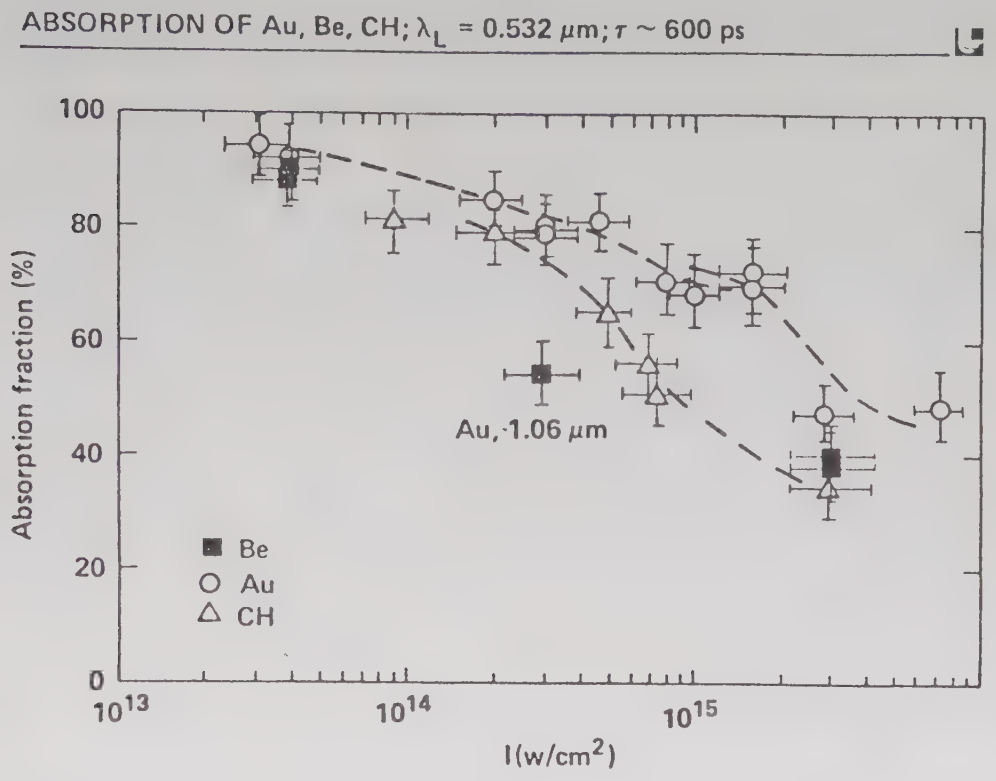


Figure III-38 : Taux d'absorption de Livermore pour différentes natures de cibles, à 0,53 μm et des impulsions de 600 ps

Les résultats préliminaires à 0,35 μm [39] montrent des taux d'absorption très élevés (∿ 90 %) jusqu'à des flux de 5.10^{14} W/cm^2, même sur des cibles de faible numéro atomique, confirmant ainsi l'intérêt de l'utilisation des courtes longueurs d'onde pour augmenter l'efficacité de l'absorption.

III-9.2 EXPERIENCES D'ABSORPTION AU LABORATOIRE DE GARCHING

Le tableau suivant montre la comparaison entre les résultats de Garching et de Palaiseau, d'après la référence [43]. Les cibles sont en Cu ou Al/Mg F (à 0,26 μm) à Garching. Les résultats des deux groupes sont en accord à mieux que 10 % pour 1,06 μm et 0,26 μm ; quelques différences apparaissent à 0,53 μm qui proviennent très probablement des écarts entre les durées d'impulsion. En effet, les impulsions plus longues produisent des longueurs caractéristiques de gradient de densité plus grandes et donc une meilleure efficacité du bremssthralung inverse.

λ	PALAISEAU			GARCHING		
	τ	I W/cm²	Absorption	τ	I W/cm²	Absorption
1,06 µm	100 ps	3×10^{14}	30 %	30 ps	3×10^{14}	30 %
		6×10^{11}	48 %		6×10^{11}	42 %
	2,5 ns	10^{14}	45 %	10 ns	10^{14}	48 %
		10^{12}	80 %		10^{12}	85 %
0,35 µm	80 ps	3×10^{14}	60 %	30 ps	3×10^{14}	43 %
	2 ns	4×10^{13}	80 %	18 ns	4×10^{13}	97 %
0,26 µm	60 ps	$1\text{-}4 \times 10^{14}$	90 %	20 ps	4×10^{13}	81 %
				150 ps	8×10^{12}	87 %

III-9.3 CONCLUSION

Le but de ce paragraphe n'est pas de reprendre tous les résultats sur l'absorption obtenus dans les autres laboratoires. En particulier, les laboratoires de Rochester et K.M.S. ont également mis en évidence l'effet des courtes longueurs d'onde, mais nous ne les exposerons pas ici. Il nous a cependant semblé intéressant de montrer qu'un bon accord règne entre les différents laboratoires sur les taux d'absorption sur cibles planes, à différents flux et en particulier sur l'effet des courtes longueurs d'onde, bien que les dispositifs et les méthodes de mesure présentent un certain nombre de différences.

Par ailleurs les comparaisons à 10,6 µm et à 1,06 µm sont un peu plus délicates et ont été abordées au cours de la présentation des résultats expérimentaux correspondants.

III-10 EXPERIENCE PRELIMINAIRE D'ABSORPTION SUR CIBLES SPHERIQUE A 0,26 µm

Les expériences sur cibles planes présentent l'avantage d'être faciles à mettre en oeuvre et nous ont donné la possibilité d'effectuer

une étude systématique et approfondie des différents processus d'absorption ainsi que de l'influence des principaux paramètres expérimentaux liés aux lasers, aux cibles et aux systèmes de focalisation. Cependant, il est nécessaire d'étudier l'extrapolation des résultats précédents au cas des cibles sphériques qui seront utilisées pour les expériences de compression.

Les seules mesures d'absorption effectuées sur cibles sphériques jusqu'à présent ont été obtenues à 10,6 µm et à 1,06 µm dans d'autres laboratoires [44-45]. Elles ont fait apparaître dans les deux cas une diminution importante (d'environ un facteur 2) du taux d'absorption par rapport aux cibles planes pour les mêmes conditions de flux et durée d'impulsion. De fait, si le mécanisme principal d'absorption, pour ces longueurs d'onde, à haut flux, est l'absorption résonnante, comme nous l'avons vu pour les cibles planes, il faut s'attendre à une influence importante des modifications des angles d'incidence et de la réfraction dans le cas des cibles sphériques, conduisant à une diminution appréciable de l'efficacité de ce processus. En particulier, les calculs de réfraction développés au Chapitre I-2 montrent qu'une grande partie des faisceaux n'atteint pas la couche critique au niveau de laquelle l'absorption résonnante ainsi que l'instabilité de décomposition paramétrique peuvent se produire.

Le cas des courtes longueurs d'onde est très différent dans la mesure où l'énergie est principalement absorbée par bremssthralung inverse et que celui-ci peut s'effectuer dans tous le plasma sous-critique. Il est donc probablement beaucoup moins affecté par les changements d'incidence et par la réfraction, et il est possible d'espérer une moins grande modification de l'absorption entre les cibles sphériques et les cibles planes que celles qui ont été observées à 1,06 µm et à 10,6 µm.

Nous avons donc entrepris des expériences d'absorption sur cibles sphériques aux courtes longueurs d'onde et nous présentons les résultats préliminaires obtenus à 0,26 µm. Les diamètres des microbilles sont de $\sim$ 170 µm et du même ordre que celui de la tache focale de la lentille utilisée pour cette expérience ; celle-ci a une ouverture de f/1. L'absorption est mesurée au moyen de la même sphère de Ulbricht que dans le cas des cibles planes. Les impulsions laser ont une durée de 150 ps et le flux sur la cible est $\sim 10^{14}$ W/cm^2. De plus, dans la même expérience

nous avons étudié l'effet de la position de la bille par rapport au foyer de la lentille sur l'axe du laser et les mesures d'absorption correspondantes sont représentées sur la figure III-39.

Ces résultats montrent que les taux d'absorption restent très élevés, ∿ (80 ± 10) % lorsque le centre de la bille est placé au foyer de la lentille. L'absorption diminue d'environ 15 % lorsqu'on déplace la bille d'une distance égale à son diamètre de part et d'autre du foyer ; cette décroissance provient en majeure partie de l'augmentation de la fraction de l'énergie laser non interceptée par la bille.

D'autre part, nous avons effectué la comparaison de ces résultats avec ceux du calcul numérique d'absorption et de réfraction du Chapitre I-2 comme test de ce modèle. Les variations expérimentales relatives de l'absorption pour des déplacements mesurés en diamètres de billes sont en très bon accord avec celles qui ont été obtenues dans le calcul et dont les figures I-9 et I-12 donnent une représentation correspondant à deux descriptions différentes de la focalisation du faisceau laser. De même, une fraction de l'énergie réfléchie par la cible n'est collectée dans l'optique de focalisation que lorsque le faisceau laser est foca-

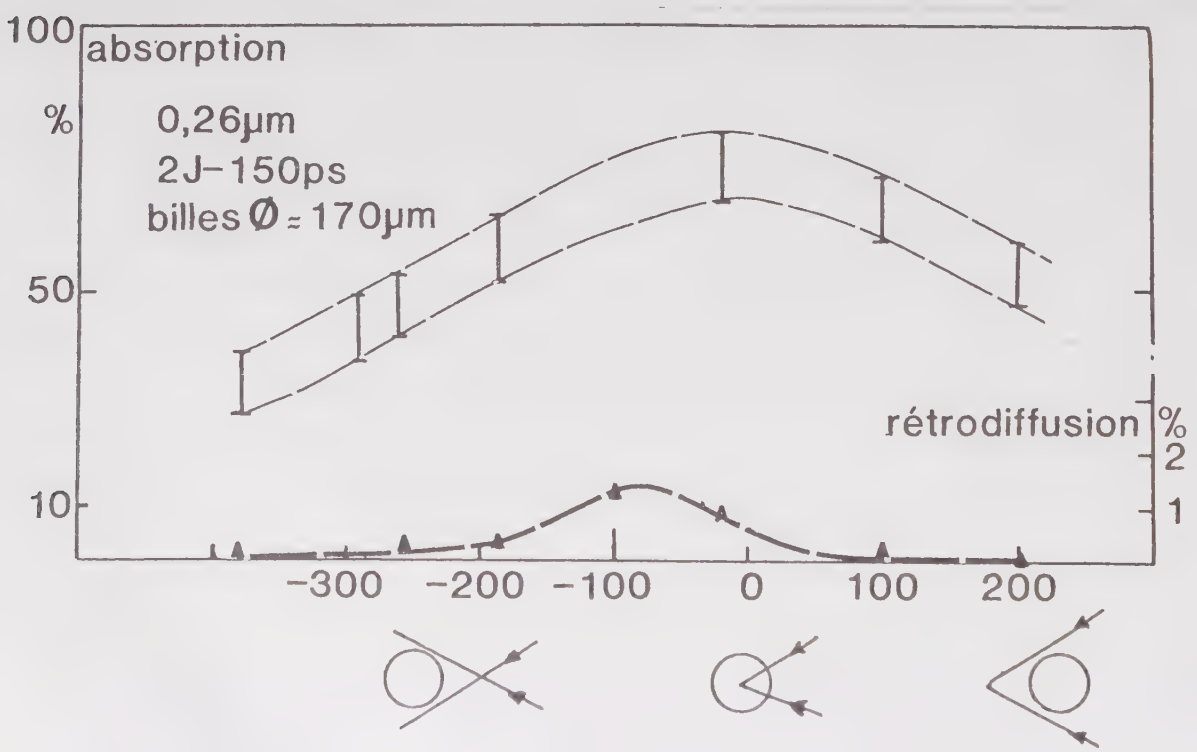


Figure III-39 : Evolution du taux d'absorption en fonction de la position de la micro-bille par rapport au foyer de la lentille

lisé au centre ou sur la face avant de la bille, conformément aux trajectoires des rayons calculées au Chapitre I-2 et dont un exemple est représenté sur la figure I-6.

Ces résultats préliminaires sont très intéressants car ils montrent que des taux d'absorption élevés pourront probablement être maintenus, même sur des cibles sphériques, à haut flux, par l'utilisation de courtes longueurs d'onde. Il faut, en effet, noter que les expériences précédentes ont été effectuées pour des flux relativement faibles et que la confirmation de ces résultats doit être prolongée à plus haut flux.

*

* *

REFERENCES SUR LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

[1] K.R. MANES, V.C. RUPERT, J.M. AUERBACH, P. LEE and J.E. SWAIN. Phys. Rev. Lett., 39, 281 (1977)

R.A. HAAS et al. Phys. Rev. Lett., 39, 1533 (1977)

[2] R.P. GODWIN, R. SACHSENMAIER and R. SIGEL. Phys. Rev. Lett., 39, 1198 (1977)

[3] B.H. RIPIN. Appl. Phys. Lett., 30, 134 (1977)

[4] R.P. GODWIN. Appl. Opt., 18, 3555 (1979)

[5] D.M. VILLENEUVE, G.D. ENRIGHT, M.C. RICHARDSON and N.R. ISENOR. J. Appl. Phys., 50, 3921 (1979)

[6] J. MARTINEAU, P. PARATHOEN, M. RABEAU, C. PATOU. Opt. Comm., 15, 404 (1975)

[7] E.L. LINDMAN. J. de Phys., Coll. C6, 38, C6-9 (1977)

K.B. MITCHELL, T.F. STRATTON and P. WEISS. Appl. Phys. Lett., 27, 11 (1975)

[8] C. GARBAN-LABAUNE, E. FABRE, F. DAVID, J. MAIGNAN and A. MICHARD J. de Phys. Lett., 41, L-463 (1980)

[9] V.L. GINZBURG. The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas (Pergamon, London) (1965)

[10] K.G. ESTABROOK, E.J. VALEO and W.L. KRUER. Phys. Fluids, 18, 1151 (1975)

[11] E.J. VALEO and K.G. ESTABROOK. Phys. Rev. Lett., 34, 1008 (1975)

[12] W. WOOD, K.G. ESTABROOK and J.S. DE GROOT. Phys. Rev. Lett., 40, 1094 (1978)

W.L. KRUER and K.G. ESTABROOK. Phys. Fluids, 20, 1688 (1977)

[13] L.M. GOLDMAN, J. SOURES and M.J. LUBIN. Phys. Rev. Lett., 31, 1184 (1973)

T.P. DONALDSON, M. HUBBARD and I.J. SPALDING. Phys. Rev. Lett., 37, 1348 (1976)

H.A. BALDIS, H. PEPIN, T.W. JOHNSTON. Opt. Comm., 15, 311 (1975)

[14] C. GARBAN et al. J. de Phys. Lett., 39, L-165 (1978)

[15] J.J. THOMSON et al. Phys. Fluids, 21, 707 (1978)

[16] F. DAVID and R. PELLAT. Phys. Fluids, 23, 1682 (1980)

[17] H.A. BALDIS, J.C. SAMSON and P.B. CORKUM. Phys. Rev. Lett., 25, 1719 (1978)

[18] J.S. PEARLMAN and M.K. MATZEN. Phys. Rev. Lett., 39, 140 (1977)

J.S. PEARLMAN, J. THOMSON and C.E. MAX. Phys. Rev. Lett., 38, 1397 (1977)

J.E. BALMER and T.P. DONALDSON. Phys. Rev. Lett., 39, 108 (1977)

J.E. BALMER and T.P. DONALDSON. Phys. Rev. Lett., 39, 1084 (1977)

B. ARAD et al. Phys. Rev. Lett., 44, 326 (1980)

[19] R.A. HAAS et al. Phys. Fluids, 20, 322 (1977)

H.D. SHAY et al. Phys. Fluids, 21, 1634 (1978)

R.P. GODWIN et al. Z Naturforsh, 32a, 1100 (1977)

R. SIGEL. J. de Phys., 38, C6-49 (1977)

B.H. RIPIN. N.R.L. Manuscript Report 3684 (1977)

[20] N.S. EROKHIN, V.E. ZACHAROV, S.S. MOISEEV. Sov. Phys. J.E.T.P., 29, 101 (1969)

N.S. EROKHIN, S.S. MOISEEV, V.V. MUKHIN. Nucl. Fusion, 14, 333 (1974)

A.V. VINOGRADOV and V.V. PUSTOVALOV. Sov. Phys. J.E.T.P., 36, 492 (1973)

[21] K. EIDMANN and R. SIGEL. Phys. Rev. Lett., 34, 799 (1975)

A.G.M. MAASWINKEL. Opt. Comm., 35, 236 (1980)

[22] A.P. SCHWARZENBACH, P. LADRACH and J.E. BALMER. Opt. Comm., 39, 247 (1981)

[23] O.N. KROKHIN et al. J.E.T.P. Lett., 22 , 21 (1975)

[24] PERKINS and FLICK. Phys. Fluids, 14, 2012 (1971)

[25] D. BISKAMP and H. WELTER. Phys. Rev. Lett., 34, 312 (1975)

A.I. AVROV et al. J.E.T.P., 72, 970 (1977)

[26] P. LEE, D.V. GIOVANELLI, R.P. GODWIN, G.M. Mc CALL. App. Phys. Lett., 24, 406 (1974)

H.C. PANT, K. EIDMANN, P. SACHSENMAIER, R. SIGEL. Opt. Comm., 16, 396 (1976)

J.L. BOBIN, M. DECROISETTE, B. MEYER, Y. VITEL. Phys. Rev. Lett., 30, 594 (1973)

[27] E.B. GOLDMAN. J. of Appl. Phys., 45, 5211 (1974)

[28] B.H. RIPIN et al. Phys. Rev. Lett., 39, 611 (1977)

B.H. RIPIN and E.A. Mc LEAN, N.R.L. Memo Report n°3964 (1979)

[29] F. FELBER and R. DECOSTE. Phys. Fluids, 21, 520 (1978)

[30] F. AMIRANOFF, R. FABBRO, E. FABRE, C. GARBAN, J. VIRMONT. J. de Phys., Coll. C7, 40, C7-729 (1979)

F. AMIRANOFF et al. Nucl. Fusion I.A.E.A. - CN-37/D-4 (1978)

[31] S.J. GITOMER, R.L. MORSE and B.S. NEWBERGER. Phys. Fluids, 20, 234 (1977)

[32] H.G. AHLSTROM. "Laser Fusion Experiments at LLL", Ecole des Houches (1980)

[33] C. GARBAN-LABAUNE, E. FABRE, A. MICHARD. Opt. Comm. (1982) (à paraître)

[34] C.E. MAX, K.G. ESTABROOK. Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion, 5, 239 (1980)

[35] D.W. FORSLUND, J.M. KINDEL and K. LEE. Phys. Rev. Lett., 39, 284 (1977)

K.G. ESTABROOK and W.L. KRUER. Phys. Rev. Lett., 40, 42 (1978)

[36] F. AMIRANOFF, R. FABBRO, E. FABRE, C. GARBAN-LABAUNE, M. WEINFELD. J. de Phys. (1982) (à paraître)

[37] C. STENZ. Thèse de Doctorat d'Etat. Paris XI (1980)

[38] F. AMIRANOFF et al. A.P.S. Bull. Am. Phys. Soc., 23, 809 (1978)

F. AMIRANOFF et al. A.P.S. Bull. Am. Phys. Soc., 24 (1979)

E. FABRE et al. Nucl. Fusion IAEA CN-38/1-4 (1980)

C. GARBAN-LABAUNE et al. Phys. Rev. Lett. (1982) (à paraître)

[39] E.M. CAMPBELL. Laser Program Annual Report 1979, Lawrence Livermore Laboratory

V.C. RUPERT, E.M. CAMPBELL, D.W. PHILLION and F. ZE in Proceedings of the 10th Anomalous Absorption Conference, Sans Francisco (1980)

W.C. MEAD et al., Phys. Rev. Lett. (1982) (à paraître)

[40] A.G.M. MAASWINKEL, K. EIDMANN and R. SIGEL. Phys. Rev. Lett., 42, 1625 (1979)

A.G.M. MAASWINKEL. Opt. Comm., 33, 62 (1980)

[41] W. SEKA et al. Bull. Amer. Phys. Soc., 25, 895 (1980)

[42] D.C. SLATER et al. Phys. Rev. Lett., 46, 1199 (1981)

T.A. LEONARD, R.R. JOHNSON, D.C. SLATER, S.B. SEGALL, 1977, KMS Annual Report

[43] A.G.M. MAASWINKEL. Thèse P.H.D. Garching PLF 39 (1980)

[44] V. COTTLES, D. GIOVANELLI, L. WHITE and A. WILLIAMS. L.A.S.L. Annual Report, 99 (1977)

[45] S. SEGALL. J. Appl. Phys., 51, 206 (1980)

F. FELBER. Phys. Fluids, 21, 520 (1978)

K. MANES. J. Opt. Soc. Am., 67, 717 (1977)

CHAPITRE IV

INTERPRETATION DES EXPERIENCES ET DISCUSSION

C H A P I T R E IV

INTERPRETATION DES EXPERIENCES ET DISCUSSION

SOMMAIRE

		Pages
IV.1	Modèle analytique	171
	IV.1.1 Hypothèses du modèle	172
	IV.1.2 Equations	174
	IV.1.3 Résultats	175
	IV.1.4 Lois d'échelle	176
	IV.1.5 Contributions respectives du bremsstrahlung inverse et des processus qui se produisent à la couche critique	178
	IV.1.6 Effet de l'angle d'incidence à 0.53 µm	179
	IV.1.7 Conclusion	181
IV.2	Simulations numériques en impulsions courtes	182
	IV.2.1 But et intérêt	182
	IV.2.2 Hypothèses des simulations	183
	IV.2.3 Résultats à 0.26 µm	188
	IV.2.4 Résultats à 0.53 µm	190
	IV.2.5 Résultats à 1.06 µm	195
	IV.2.6 Discussion	195
	IV.2.7 Lois d'échelle en impulsions courtes	197
	IV.2.8 Rétrodiffusion Brillouin stimulée	199
	IV.2.9 Instabilités paramétriques	200
IV.3	Impulsions longues	201
IV.4	Conclusion	202

CHAPITRE IV

INTERPRÉTATION DES EXPÉRIENCES ET DISCUSSION

La discussion génrale sur les résultats d'absorption, effectuée en III-8, recense les principaux processus mis en évidence dans nos expériences ainsi que leurs domaines d'existence et leurs sens de variation en fonction des différents paramètres utilisés ; elle souligne en particulier le rôle important joué par le bremssthralung inverse pour expliquer les variations de l'absorption avec le flux incident, la longueur d'onde, la durée des impulsions et la nature de la cible.

Afin d'analyser plus précisément ces résultats nous avons établi un modèle analytique simple de calcul de l'absorption collisionnelle dont le but est de faire ressortir les effets les plus importants ; nous avons ensuite effectué des simulations numériques au moyen du code hydrodynamique Lagrangien à une dimension (FILM), ce qui nous permet de prendre en compte un plus grand nombre de processus physiques dans la comparaison avec les expériences.

IV-1 MODELE ANALYTIQUE

Il est évidemment impossible de calculer rigoureusement l'absorption collisionnelle compte-tenu de la forte inhomogénéité et de l'expansion rapide du plasma et il est certain que plusieurs interprétations cohérentes des résultats peuvent exister ; en effet l'absorption collisionnelle dépend de la fréquence de collisions électron-ion qui est une fonction de la densité et de la température électroniques, de la charge ionique ainsi que de la trajectoire des rayons laser dans le plasma, et toutes ces grandeurs ainsi que leurs évolutions au cours du temps ne sont pas parfaitement connues dans l'expérience. Des indications existent cependant sur leurs ordres de grandeur grâce aux autres diagnostics mis en

oeuvre autour de la même expérience, ce que nous utiliserons par la suite.

Il nous a cependant paru intéressant d'étudier un modèle simple, utilisant des hypothèses simplifiées, de telle sorte que le traitement mathématique soit possible, afin de mettre en évidence les effets les plus importants et d'établir des lois d'échelle pour les variations de l'absorption en fonction des principaux paramètres.

IV-1.1 HYPOTHESES DU MODELE

Nous ne considérons dans ce modèle que les impulsions courtes pour lesquelles nous avons vu que la géométrie du plasma est relativement plane du fait que l'expansion du plasma pendant la durée de l'impulsion est faible par rapport à la dimension de la tache focale.

De plus nous avons vu que, dans ce cas, l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin stimulée ne peut pas se développer et intervient donc peu dans le bilan d'énergie. Nous la négligerons donc dans la suite de ces calculs.

Nous supposons que le profil de densité électronique est de la forme :

$$\frac{n_e}{n_c} = \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \qquad \text{(IV-1)}$$

où n_c est la densité critique, et L la longueur caractéristique du gradient de densité.

Nous avons vu au Chapitre I que le choix de la fonction décrivant le profil de densité (exponentielle, linéaire, ou autre) intervient sur le facteur numérique dans le coefficient d'absorption et sur sa dépendance angulaire (cf. formules (I-9) et (I-13)) et peut ainsi avoir un effet sur la valeur absolue de l'absorption collisionnelle calculée ainsi, mais il modifie très peu les variations relatives de l'absorption en fonction des autres paramètres (flux, longueur d'onde, numéro de charge de la cible ...), et ce sont ces variations relatives qui nous intéressent principalement ici.

Un profil de densité exponentiel correspond à la solution obtenue dans un modèle auto-semblable d'expansion plane, isotherme, d'un plasma dans le vide [1], qui s'applique bien au cas des impulsions courtes que nous examinons ici. De plus, dans ce modèle, la longueur caractéristique du gradient de densité L est proportionnelle à la vitesse acoustique ionique c_s et à la durée de l'impulsion τ :

$$L = c_s \tau = \left(\frac{Z k T_e}{A m_p} \right)^{1/2} \qquad \text{(IV-2)}$$

Ceci n'est valable que tant que L reste bien inférieure au diamètre de la tache focale ; dans le cas contraire, il est préférable d'utiliser un modèle sphérique stationnaire [2].

L'énergie laser est absorbée d'une part par bremssthralung inverse calculé sur l'aller-retour du faisceau entre le vide et la zone de réflexion et d'autre part par les mécanismes qui peuvent se produire à la couche critique tels que l'absorption résonnante et l'instabilité de décomposition paramétrique. L'absorption par ces processus est modélisée par le dépôt d'une fraction α de l'énergie laser qui atteint la couche critique. D'un point de vue théorique la valeur de cette fraction doit être comprise entre 0 et 30 % selon les conditions. En fait dans le cas des courtes longueurs d'onde, le choix de ce paramètre est peu critique car l'absorption collisionnelle est importante dans le plasma sous-critique et donc la proportion d'énergie qui atteint la couche critique est faible.

Le bremssthralung inverse est calculé à partir de la formule de collision électron-ion classique [3] et par intégration sur le trajet du rayon (cf. Chapitre I-1). A_1 représente l'absorption par ce mécanisme pour la trajectoire allant du vide jusqu'à la zone de réflexion du faisceau incident :

$$A_1 = 1 - \exp\left(-\frac{4}{3} \cdot 11{,}5 \, \frac{Z_{eff} \cdot \ln \Lambda \cdot L \cos^3\theta}{\lambda^2 \, T_e^{3/2}} \right) \qquad \text{(IV-3)}$$

$$= 1 - \exp\left(-0{,}106 \, \frac{Z_{eff} \cdot \ln \Lambda \cdot \tau \cdot \cos^3\theta}{\lambda^2 \, T_e} \right) \qquad \text{(IV-4)}$$

où L et λ sont en microns, T_e en eV, τ en ps, Z_{eff} est la valeur moyenne des charges ioniques dans le cas d'un mélange d'ions, définie par $Z_{eff} = \frac{<Z^2>}{<Z>}$ (cf. I-1.2) et ln Λ est le logarithme coulombien défini par (cf. I-1.1) :

$$\Lambda = 2{,}83\ 10^{10} \frac{T_e\ (eV)}{n_e^{1/2}\ (cm^{-3})} \qquad \text{(IV-5)}$$

L'absorption totale (A_{totale}) est la somme des absorptions par les processus définis ci-dessus ; elle est obtenue par la formule :

$$A_{totale} = (\alpha-1)\ A_1^2 + 2\,(1-\alpha)\ A_1 + \alpha \qquad \text{(IV-6)}$$

La température électronique est déterminée de façon auto-consistante en supposant que l'énergie absorbée est utilisée pour maintenir une expansion isotherme vers le vide et une conduction thermique classique vers l'intérieur de la cible [4] et [15].

$$\Leftrightarrow A\,I_0 = 4\ n_c\ c_s^3 \qquad \text{(IV-7)}$$

IV-1.2 EQUATIONS

Compte-tenu des hypothèses précédentes le problème revient à résoudre simultanément les équations suivantes :

$$A_{totale} = (\alpha-1)\ A_1^2 + 2\,(1-\alpha)\ A_1 + \alpha \qquad \text{(IV-6)}$$

$$A_1 = 1 - \exp\left(-\frac{168{,}5\ \ln\Lambda}{T_e}\ \frac{b}{a^2}\right) \qquad \text{(IV-8)}$$

$$\Lambda = 0{,}447\ a\ T_e \qquad \text{(IV-9)}$$

$$A\,I_0 = 1{,}69.10^9\ T_e^{3/2}\ \frac{1}{a^2} \qquad \text{(IV-10)}$$

dans lesquelles nous avons introduit deux nouveaux paramètres a et b reliés respectivement à la longueur d'onde et à la durée de l'impulsion du laser par :

$$\lambda_{(\mu m)} = 0{,}53\ a \qquad \text{(IV-11)}$$

$$\tau_{(ps)} = 80\ b \qquad \text{(IV-12)}$$

Nous avons tenu compte par l'équation (IV-9) des variations du logarithme Coulombien avec la température car elles introduisent une modification non négligeable dans l'exponentielle du bremssthralung inverse avec le flux incident.

IV-1.3 RESULTATS

Nous avons résolu numériquement ce système pour les conditions suivantes : λ = 0,26 µm - τ = 60 ps (a = 0,5, b = 0,75), λ = 0,53 µm - τ = 80 ps (a = 1, b = 1) et λ = 1,06 µm - τ = 100 ps (a = 2, b = 1,25) qui correspondent à nos expériences. Nous avons effectué ces calculs pour des cibles de terphane ($C_{10}H_8O_4$) pour lesquelles Z_{eff} = 6,23. La figure IV-1 représente les résultats pour α = 0,2 et α = 0,3 ainsi que les points expérimentaux avec leurs barres d'erreur.

Les résultats de ce modèle reproduisent les comportements principaux de nos résultats expérimentaux : l'absorption augmente lorsque la longueur d'onde et l'intensité diminuent. Il produit un accord relativement bon avec les mesures d'absorption à 0,53 µm et à 0,26 µm. Il y a cependant deux points de désaccord intéressants entre le modèle et les expériences :

1. A faible flux, ce modèle prévoit des taux d'absorption voisins de 100 % alors que les expériences montrent que ces taux n'excèdent pas 75 % à 1,06 µm et ∿ 80 % à 0,53 µm. Cette différence peut être attribuée à des effets réels qui ne sont pas pris en compte dans le modèle tels que la réfraction, l'écart entre l'état d'ionisation réel du plasma aux faibles intensités et l'ionisation totale de la cible, ou l'influence du régime transitoire de l'établissement de l'écoulement du plasma. Ce dernier effet sera beaucoup mieux décrit dans les simulations numériques.

2. A 0,53 µm et de façon encore plus nette à 1,06 µm la pente de la variation expérimentale de l'absorption en fonction du flux est inférieure à celle que nous obtenons dans le modèle. Là encore l'écart à

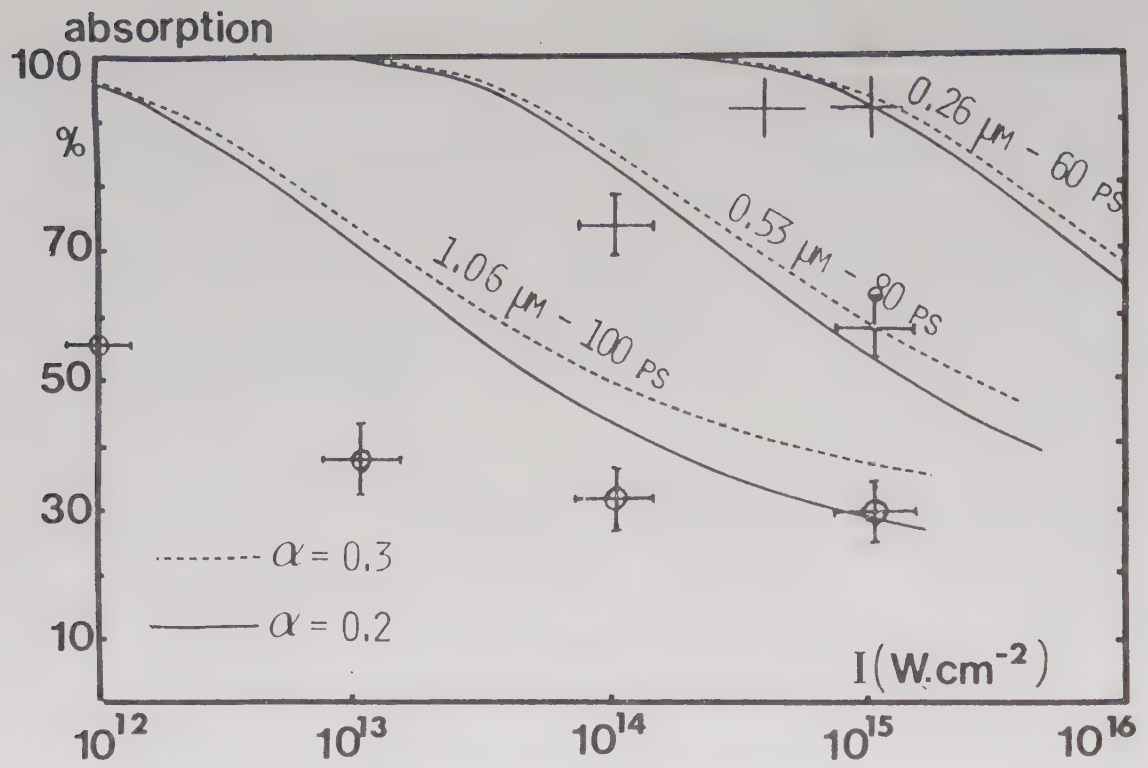


Figure IV-1 : Taux d'absorption calculés dans le modèle analytique

l'ionisation totale du plasma et la réfraction peuvent contribuer à ce désaccord particulièrement à faible flux.

Un autre effet peut être important à 1,06 µm : c'est le raidissement du gradient de densité au voisinage de la couche critique, dû à la pression de radiation ou à l'inhibition de la conduction thermique électronique vers l'intérieur de la cible ; cette modification du profil de densité semble nécessaire pour expliquer la faible efficacité du bremssthralung inverse pour des flux supérieurs à 10^{13} W/cm^2.

D'autre part, l'évolution de la température électronique en fonction du flux incident pour les mêmes conditions de longueur d'onde et de durée d'impulsion que précédemment est représentée sur la figure IV-2.

IV-1.4 LOIS D'ECHELLE

a) Dans le régime d'absorption collisionnelle faible (< 30 %), il est possible d'établir des lois d'échelle simples de l'évolution de l'absorption et de la température électronique en fonction de l'intensité, de la durée de l'impulsion et du numéro de charge de la cible,

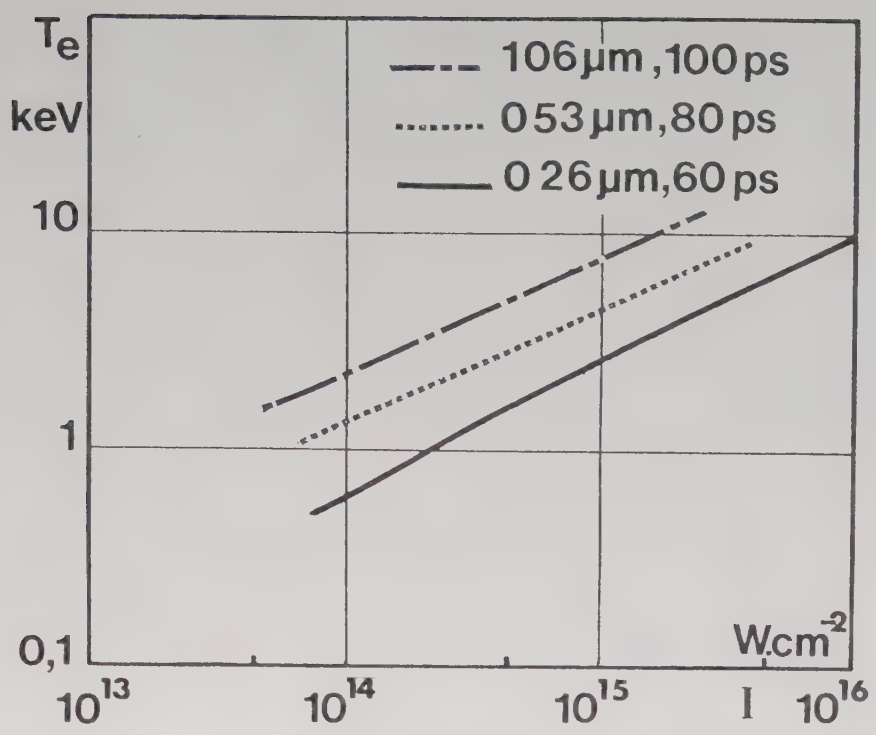


Figure IV-2 : Températures électroniques calculées dans le modèle analytique

lorsqu'on ne tient pas compte des autres mécanismes d'absorption et lorsqu'on néglige les variations du logarithme coulombien.

La première hypothèse permet de développer l'exponentielle dans l'équation (IV-8) sous la forme

$$e^{-x} \sim 1-x \Rightarrow A \sim \frac{Z\,\tau}{\lambda^2\, T_e} \qquad \text{(IV-13)}$$

L'équation (IV-10) peut s'écrire :

$$A\, I_0 \sim \frac{T_e^{3/2}}{\lambda^2} \qquad \text{(IV-14)}$$

Des équations (IV-13) et (IV-14), on déduit :

$$T_e \sim (Z\,\tau\, I_0)^{2/5} \qquad \text{(IV-15)}$$

$$A \sim \frac{(Z\,\tau)^{3/5}}{(I_0\,\lambda^5)^{2/5}} \qquad \text{(IV-16)}$$

Bien que partant d'hypothèses très simplifiées, ces lois d'échelle font bien ressortir l'augmentation de l'efficacité du bremssthralung inverse lorsqu'on diminue la longueur d'onde ou l'intensité, ou lorsqu'on augmente la durée de l'impulsion ou la charge ionique de la cible.

Elles font apparaître de plus que l'absorption collisionnelle dépend du produit $(I_0 \lambda^5)$ dans ce modèle et qu'ainsi des taux d'absorptions équivalents seront obtenus pour des intensités $\sim$ 1 000 fois plus fortes pour des longueurs d'onde quatre fois plus courtes.

b) Dans un régime d'absorption quelconque, il est possible de montrer de même, que, dans ce modèle, l'absorption dépend également du produit $(I_0 \lambda^5)$. Il suffit pour cela de reporter la valeur de T_e obtenue dans l'équation (IV-14), dans l'équation (IV-8)

$$\Rightarrow A \sim 1 - \exp\left[-\beta \frac{Z\tau}{A^{2/3}(I_0 \lambda^5)^{2/3}}\right] \qquad \text{(IV-17)}$$

ce qui fait apparaître de même le produit $(I_0 \lambda^5)$.

En fait, nos résultats expérimentaux font ressortir une dépendance encore plus forte avec la longueur d'onde, du moins entre 1,06 µm et 0,53 µm et cela provient probablement des effets non linéaires qui se produisent à 1,06 µm, qui diminuent l'absorption collisionnelle et qui ne sont pas introduits dans ce modèle.

IV-1.5 CONTRIBUTIONS RESPECTIVES DU BREMSSTHRALUNG INVERSE ET DES PROCESSUS QUI SE PRODUISENT A LA COUCHE CRITIQUE, DANS CE MODELE

La résolution de l'équation (IV-6) permet de calculer les contributions respectives de l'absorption par bremssthralung inverse sur le trajet allant du vide à la zone de réflexion ($B\ I_{aller} = A_1$,(IV-17)), sur celui qui va de la zone de réflexion au vide ($B\ I_{retour} = (1-\alpha)\ A_1\ (1-A_1)$,(IV-18)), et de l'absorption par les processus qui se produisent à la couche critique ($A_{crit} = \alpha(1-A_1)$,(IV-19)), à l'absorption totale dans tous les cas.

En effet, lorsque la proportion α de l'énergie qui arrive à la couche critique et qui y est déposée soit par absorption résonnante, soit par l'instabilité de décomposition paramétrique, est choisie, ces trois contributions sont parfaitement définies ; celles-ci sont représentées sur la figure IV-3 pour le cas $\alpha = 0,2$.

Elle permet de voir en particulier que pour des absorptions totales respectivement de 80 % et 30 %, le bremssthralung inverse intervient pour 70 % et 12 % et les processus à la couche critique pour 10 % et 18 %.

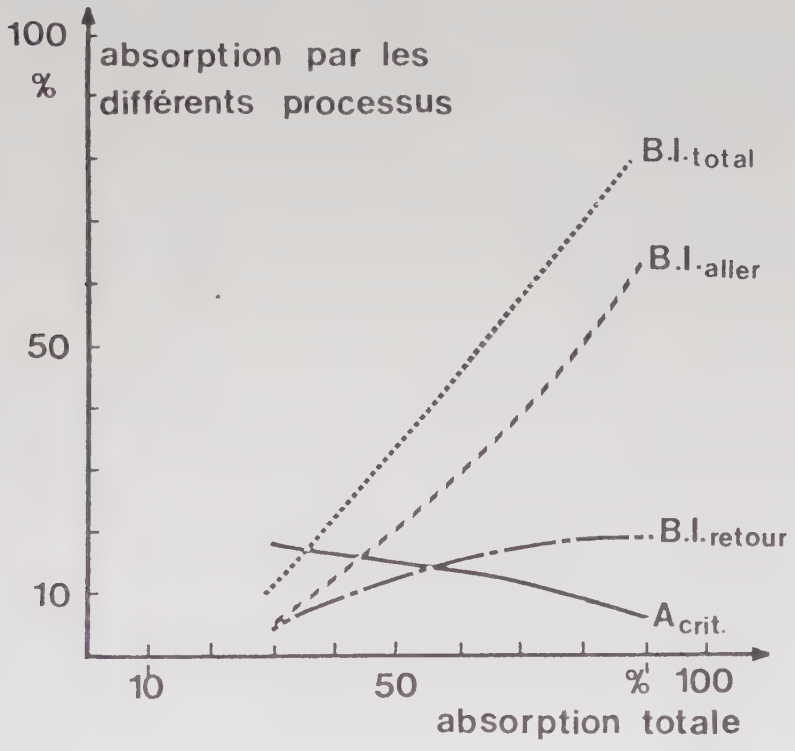


Figure IV-3 : Contributions respectives de l'absorption collisionnelle sur les trajets aller ($B\,I_{aller}$) et retour ($B\,I_{retour}$) et des processus à la couche critique (A_{crit}) à l'absorption totale

IV-1.6 EFFET DE L'ANGLE D'INCIDENCE A 0,53 µm

Les calculs précédents produisent un bon ordre de grandeur du taux d'absorption à 0,53 µm et montrent que celle-ci peut être principalement attribuée à l'absorption collisionnelle. Cette conclusion nous permet de pousser un peu plus loin l'analyse des résultats à cette longueur d'onde par confrontation de l'évolution de l'absorption avec l'angle d'incidence calculée pour ce processus et les résultats expérimentaux présentés sur la figure III-25.

Nous avons vu au Chapitre I que les variations du bremssthralung inverse en fonction de l'angle d'incidence dépendent du choix de la forme du gradient de densité et que les formules analytiques suivantes peuvent être obtenues dans les cas de profils exponentiel et linéaire respectivement :

$$A = 1 - \exp\left(-\frac{8}{3}\right)(\gamma \cos^3\theta) \qquad \text{(IV-20)}$$

$$A = 1 - \exp\left(-\frac{32}{15}\right)(\gamma \cos^5\theta) \qquad \text{(IV-21)}$$

$$\text{avec } \gamma = \frac{11{,}5 \ln \Lambda \, Z_{eff} \, L_{(\mu m)}}{\lambda^2_{(\mu m)} \, T^{3/2}_{e(eV)}} \qquad \text{(IV-22)}$$

et nous nous sommes intéressés à l'évolution de l'absorption en fonction de l'angle d'incidence dans ces deux modèles, en choisissant la valeur de γ qui correspond à l'absorption mesurée en incidence normale. Ceci correspond à des valeurs des paramètres du plasma légèrement différentes de celles du cas précédent dans lequel d'autres processus d'absorption étaient introduits; il est difficile d'en tenir compte en fonction de l'angle d'incidence car ils dépendent de la proportion de l'énergie laser qui peut atteindre la couche critique soit par effet tunnel soit par toute autre modification de la propagation du faisceau en incidence oblique. Cette hypothèse n'a pas de répercussion notable sur les variations angulaires de l'absorption que nous étudions ici.

La figure IV-4 représente la comparaison entre l'absorption collisionnelle calculée pour les deux formes de profils et les valeurs expérimentales.

Ces courbes montrent que la décroissance de l'absorption observée lorsque l'angle d'incidence augmente est bien expliquée par la diminution de l'efficacité du bremssthralung inverse calculée par l'un ou l'autre modèle, compte-tenu des barres d'erreur importantes sur les valeurs expérimentales dues à la grande ouverture de la lentille de focalisation ; cette décroissance provient principalement du fait que le faisceau laser pénètre de moins en moins profondément dans le plasma lorsque l'angle d'incidence augmente, et en particulier toute l'absorption collisionnelle qui se produisait au niveau de la densité critique est progressivement supprimée.

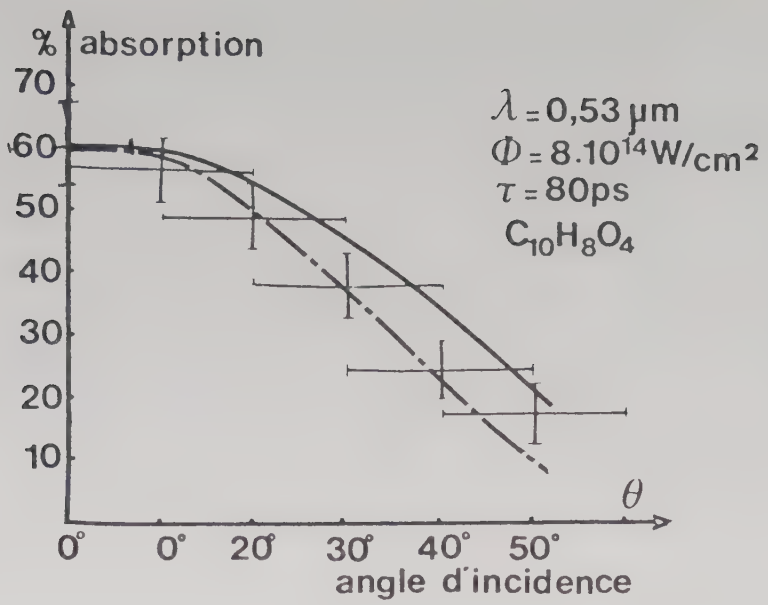


Figure IV-4 : Absorption collisionnelle calculée dans un profil de densité exponentiel (courbe en trait plein) et dans un profil de densité linéaire (courbe en traits pointillés), et valeurs expérimentales correspondantes

IV-1.7 CONCLUSION

Nous n'irons pas plus loin dans l'exploitation de ce modèle qui nous a permis de mettre en évidence les effets les plus importants tels que l'augmentation de la contribution du bremssthralung inverse à l'absorption pour les courtes longueurs d'onde et les faibles flux, ainsi que son comportement en fonction de l'incidence ; sa grande simplicité ne peut évidemment pas s'accorder avec la complexité de l'expérience et conduit en particulier à des variations trop rapides de l'absorption avec le flux, et il serait dangereux de vouloir en tirer des conclusions trop précises.

Notre deuxième approche de l'interprétation des expériences utilise un code hydrodynamique Lagrangien à une dimension et permet ainsi de tenir compte d'un plus grand nombre de processus physiques.

IV-2 SIMULATIONS NUMERIQUES EN IMPULSIONS COURTES

IV-2.1 BUT ET INTERET

L'utilisation du code hydrodynamique FILM développé par J. Virmont et al. [5] nous permet de reprendre les calculs d'absorption avec beaucoup plus de précision ; en effet, ces simulations numériques tiennent compte du couplage entre le laser et le plasma et donnent une description plus complète de la détente de celui-ci ainsi que des paramètres caractéristiques de la couronne d'un point de vue spatial et temporel.

Les calculs d'absorption collisionnelle effectués ainsi sont donc beaucoup plus précis bien qu'ils restent à une dimension et ne fassent pas intervenir la réfraction, et nous permettent d'évaluer la contribution du bremssthralung inverse pour nos différentes situations expérimentales.

De plus, la confrontation entre le calcul de la valeur absolue de l'absorption ainsi que de son évolution en fonction des différents paramètres considérés (flux, longueur d'onde, nature de la cible), avec les résultats expérimentaux conduit à un nombre de modèles cohérents limité correspondant à différents jeux d'hypothèses qu'il est intéressant de discuter. Dans ce sens, les résultats d'absorption servent de test à la description de la couronne dans le code ; en particulier nous verrons que celle-ci dépend fortement du traitement numérique du transport thermique électronique de l'énergie laser vers l'intérieur de la cible par l'intermédiaire du facteur de flux limite et que cela peut être une autre méthode pour l'aborder que celles qui ont été utilisées jusqu'à présent à partir des expériences de transport, même si cela soulève des problèmes d'interprétation simultanée encore mal résolus.

D'autre part, les valeurs des différents paramètres de la couronne obtenues dans ces simulations peuvent être utilisées pour faire l'estimation des phénomènes qui ne sont pas introduits dans le code tels que la rétrodiffusion Brillouin stimulée ou les seuils d'instabilités paramétriques.

Enfin, le code peut être utilisé dans une limite raisonnable à l'extrapolation des résultats précédents, en particulier vers les flux plus élevés, en conservant les mêmes hypothèses que celles qui ont conduit à un bon accord, et servir ainsi à la définition d'expériences ultérieures.

Par ailleurs, la collaboration avec Claire Max nous a permis d'effectuer des comparaisons avec le code de Livermore : LASNEX, développé par G. Zimmerman et al. [6].

IV-2.2 HYPOTHESES DES SIMULATIONS

Une description détaillée du code hydrodynamique Lagrangien à une dimension FILM peut être trouvée dans les références [5]. Nous ne rappelons ici que les principales caractéristiques que nous utilisons ainsi que les hypothèses de calcul, dont un certain nombre sont analogues à celles du modèle analytique.

Les simulations ont été effectuées uniquement dans le cas d'impulsions courtes (60-160 ps) pour lesquelles le plasma se détend d'une distance faible devant le diamètre de la tache focale, ce qui permet d'utiliser la géométrie plane. Le deuxième intérêt des impulsions courtes est qu'il est possible de négliger la diffusion Brillouin stimulée dans le bilan d'énergie, comme nous l'avons vu plus haut.

L'énergie est déposée par bremssthralung inverse et absorption résonnante. L'absorption collisionnelle est calculée, à partir de la fréquence de collision électron-ion classique [3], dans chaque cellule compte-tenu du gradient de densité et de la température électronique ; les rayons sont en incidence normale. Les cibles sont des feuilles épaisses de terphane ($C_{10}H_8O_4$) et le coefficient d'absorption tient compte du mélange des ions en utilisant le rapport $\frac{<Z^2>}{<Z>} = 6,23$ tandis que la valeur moyenne $<Z> = 4,6$ est utilisée pour la détente.

Afin de simuler l'absorption résonnante, une proportion modulable de l'énergie qui atteint la surface critique est absorbée dans cette région. Elle est déposée dans la population chaude des électrons dont la température initiale est choisie d'après les valeurs expérimentales

correspondantes, obtenues à partir de la mesure du rayonnement X émis par le plasma. Les électrons suprathermiques sont décrits par un traitement multigroupe diffusif, modifié dans la couronne [5]. A faible flux ($I < 10^{13}$ W/cm^2 à 1,06 µm), l'énergie absorbée par ce processus chauffe la population thermique des électrons comme l'a montré V.L. Ginzburg [7].

Dans les simulations décrites ici, il n'y a pas de force pondéromotrice et l'impulsion laser a une forme gaussienne.

Ces simulations sont fonction de deux paramètres principaux :

- D'une part la proportion d'énergie déposée à la couche critique par absorption résonnante.

- D'autre part le facteur de flux limite f appliqué au flux de chaleur transporté par les électrons thermiques vers l'intérieur de la cible. En effet, un certain nombre d'expériences [8] ont montré que celui-ci doit être inférieur aux prévisions du modèle classique (loi de Fourier) dans lequel il s'écrit sous la forme

$$\vec{q} = -K \vec{\nabla} T_e \qquad \text{(IV-23)}$$

où la conductivité thermique K est proportionnelle à $T_e^{5/2}$ [9]. Cette expression reste valable tant que les gradients de température sont beaucoup plus grands que les libres parcours moyens des électrons.

Dans le cas contraire, la théorie précédente ne s'applique plus et on utilise alors une expression empirique de la forme

$$\vec{q} = -0{,}6\ f\ n_e\ v_e\ T_e\ \frac{\vec{\nabla} T_e}{|\vec{\nabla} T_e|} \qquad \text{(IV-24)}$$

où f est le "facteur de flux limite".

Le flux de chaleur est alors choisi comme étant la valeur minimale entre le flux classique et le "flux limite" :

$$\vec{q} = \text{Min} \left\{ -K \vec{\nabla} T_e, \; -0{,}6 \; f \; n_e \; m_e \; v_{te}^3 \; \frac{\vec{\nabla} T_e}{|\vec{\nabla} T_e|} \right\} \qquad \text{(IV-25)}$$

f est une paramétrisation phénoménologique des différents processus qui peuvent inhiber le transport thermique [10] (existence de champs magnétiques autogénérés [11], déformation de la fonction de distribution électronique [12], turbulence et instabilités [13]).

Bien que le but de ce chapitre ne soit pas de discuter des problèmes de transport, il faut remarquer que ce paramètre a une influence très importante sur les grandeurs caractéristiques de la couronne et en conséquence sur les processus d'absorption qui s'y produisent, il est donc nécessaire d'en tenir compte dans la discussion suivante.

A titre d'exemple, car ces effets sont observés dans tous les cas, la figure IV-5 représente les profils de densité et de température électroniques obtenus au maximum de l'impulsion laser pour deux valeurs du facteur de flux limite : f = 1 et f = 0,05 ; les conditions de la simulation sont les suivantes : la longueur d'onde du laser est 0,53 µm, le flux est $1{,}3.10^{15}$ W/cm^2 et la durée de l'impulsion est 80 ps.

Dans le premier cas, f = 1 (courbes en traits pleins), le transport thermique n'est pas inhibé, et le profil de densité correspondant est régulier ; sa longueur caractéristique de gradient est en accord avec celle d'une détente isotherme

$$L_{(\mu m)} = c_s \tau = \left(\frac{Z k T_e}{A m_p} \right)^{1/2} \tau = 0{,}277 \; (T_{e(eV)})^{1/2} \qquad \text{(IV-26)}$$

et la température de la couronne est de 2 keV. D'où L = 12 µm, ce qui correspond à la valeur obtenue dans le code, au maximum de l'impulsion laser.

Dans le deuxième cas, f = 0,05, le transport thermique est fortement inhibé, ce qui produit deux effets : d'une part le profil de densité est fortement raidi au niveau de la densité critique et légèrement aplati dans la zone sous-critique ; il peut être relativement bien décrit par un profil à deux pentes avec $L_1 \sim 3$ µm au niveau de la densité critique et $L_2 \sim$ (10-20) µm dans le plasma sous-critique (cf. I-1.3).

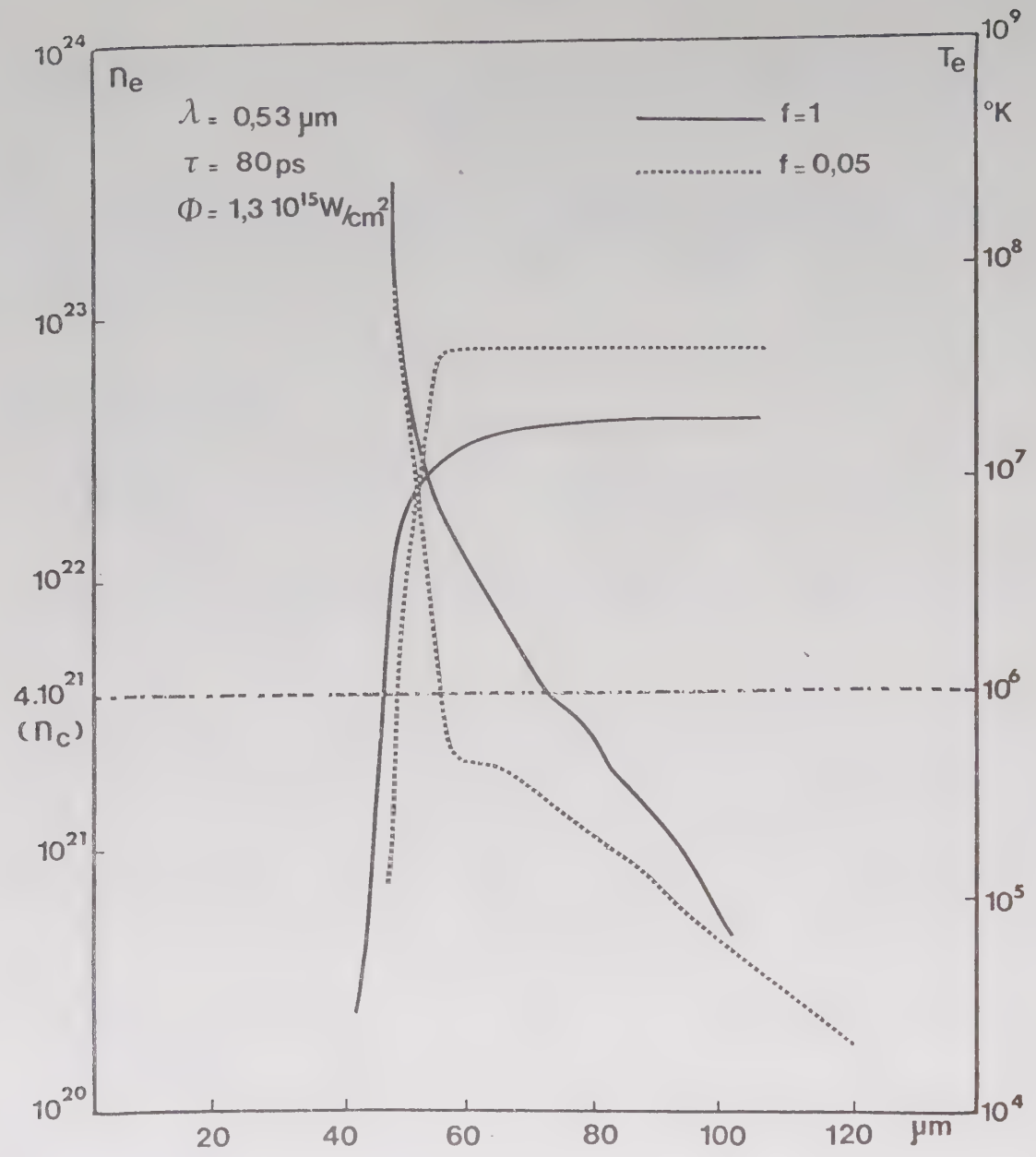


Figure IV-5 : Profils de densité et de température électroniques pour deux valeurs du facteur de flux limite : f = 1 et f = 0,05

D'autre part, la température électronique de la couronne est beaucoup plus élevée que dans le cas précédent et vaut ∿ 3,5 keV ; ceci provient du fait qu'une plus grande fraction de l'énergie laser y reste enfermée. Cette surchauffe permet également d'expliquer la forme du profil de densité : en effet, les particules de la région sous-critique ont alors une vitesse d'expansion accrue, elles s'échappent donc plus vite de cette zone et se retrouvent plus loin de la cible, expliquant ainsi le raidissement au niveau de la densité critique et le plateau sous-critique.

Ces deux effets, raidissement du profil au voisinage de la couche critique et surchauffe de la couronne, produisent une diminution importante de l'efficacité du bremssthralung inverse et donc de l'absorption totale.

Une dernière remarque concernant le facteur de flux limite est que celui-ci n'intervient que si le flux de chaleur calculé par l'expression :

$$|\vec{q}| = 0,6\ f\ n_e\ m_e\ v_{te}^3$$

est inférieur au flux laser qui arrive à la couche critique. Il n'aura donc une influence qu'en dessous d'une valeur définie par

$$0,6\ f\ n_e\ m_e\ v_{te}^3 < \Phi_{c.laser}$$

$$\Leftrightarrow 4,54.10^{10}\ \frac{f\ T_e^{3/2}}{\lambda^2} < \Phi_{c.laser}$$

$$\Leftrightarrow f < 2,2.10^{-10}\ \frac{\lambda^2\ \Phi_{c.laser}}{T_e^{3/2}} \qquad \text{(IV-27)}$$

où λ est en µm, Φ en W/cm^2 et T_e en eV.

Cette valeur dépend donc des conditions de l'expérience, et en particulier du produit ($\Phi\ \lambda^2$) ; des valeurs de f inférieure à 1 ne traduiront donc pas forcément une inhibition du transport comme nous le verrons plus loin.

Compte-tenu de toutes ces hypothèses et de ces deux paramètres que sont la proportion d'absorption résonnante et le facteur de flux limite, nous avons effectué des simulations numériques pour les conditions les plus proches possible de nos expériences et nous avons étudié l'évolution de l'absorption en fonction du flux, de la longueur d'onde et de la nature de la cible; les résultats sur l'interprétation numérique des spectres d'émission continus X ne seront pas discutés ici, mais le sont dans la référence [14].

Nous présentons simultanément les résultats obtenus avec LASNEX ; la description détaillée de ce code peut être trouvée dans les références [6]. Il utilise un modèle physique très voisin de celui que nous venons de décrire pour FILM à quelques exceptions près :

1. L'état d'ionisation est décrit par un modèle plus complet, soit un état d'équilibre thermodynamique local (E.T.L.), soit une équation d'évolution non E.T.L. En fait ces deux modèles conduisent à des résultats semblables et proches de ceux obtenus en supposant l'ionisation complète utilisée dans FILM.

2. L'effet de divergence sphérique est modélisé en donnant à la cible un rayon de courbure égal au double du diamètre de la tache focale.

3. Les algorithmes numériques utilisés pour calculer le flux de chaleur sont légèrement différents dans LASNEX et dans FILM.

IV-2.3 RESULTATS A 0,26 µm

La figure IV-6 représente les absorptions calculées par FILM et par LASNEX en fonction du facteur de flux limite, pour un flux de $2{,}7.10^{14}$ W/cm^2 et une durée d'impulsion de 60 ps. La température initiale des électrons chauds est 1,5 keV et la proportion d'absorption résonnante est 20 %. Dans ces conditions, nous avons mesuré un taux d'absorption de (90 ± 3) % représenté en pointillés sur la figure. Dans FILM lorsque le facteur de flux limite varie de 0,05 à 1, l'absorption totale augmente de 66 % à 92 %. Des variations analogues sont obtenues avec LASNEX, mais les taux d'absorption sont légèrement supérieurs, en particulier l'absorption est de 81 % pour f = 0,05.

Pour cette longueur d'onde, l'absorption s'effectue principalement par bremssthralung inverse et le tableau ci-après représente les contributions respectives de l'absorption collisionnelle et de l'absorption résonnante pour les différentes valeurs du facteur de flux limite dans FILM ; il met,en particulier, en évidence la diminution de l'efficacité du bremssthralung inverse pour les faibles valeurs de f. Nous remarquons par ailleurs que celui-ci n'a d'effet que pour des valeurs inférieures à 0,1.

Il est évident d'après la figure IV-6 que, si les deux seuls mécanismes d'absorption sont le bremssthralung inverse et l'absorption résonnante, la valeur du facteur de flux limite ne peut pas être inférieure à 0,15 ou 0,2, pour obtenir un taux d'absorption ∿ 92 % en accord avec les expériences. Dans ce cas, l'absorption collisionnelle contribue

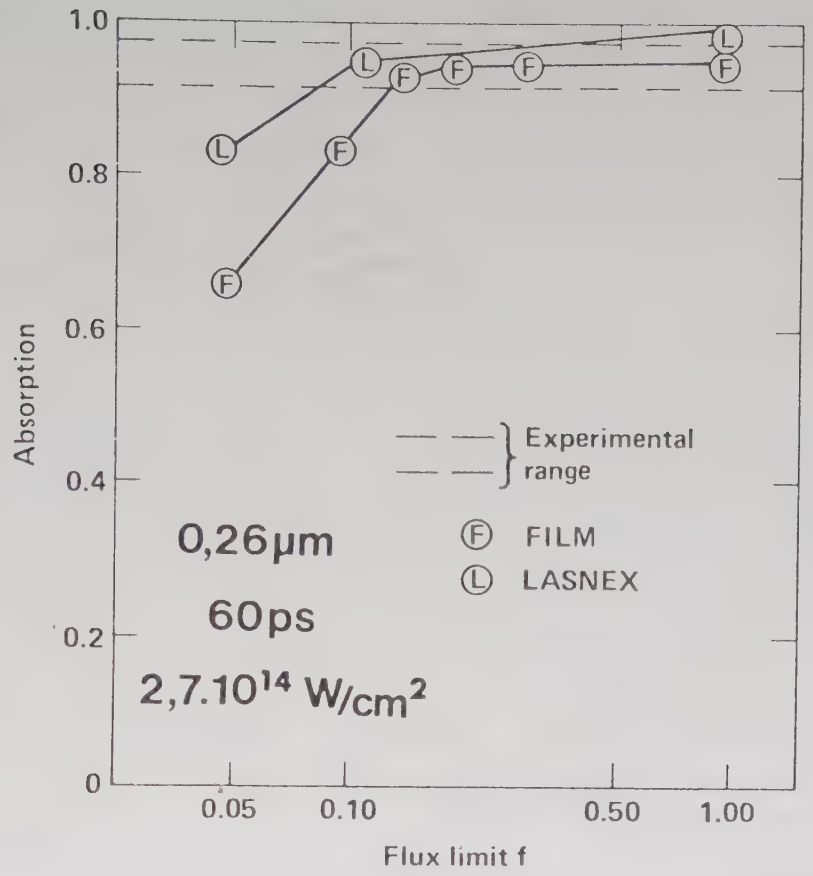


Figure IV-6 : Taux d'absorption calculés par FILM et par LASNEX pour différentes valeurs du facteur de flux limite

f	1	0,25	0,1	0,05
Absorption collisionnelle	86 %	86 %	82 %	53 %
Absorption résonnante	6 %	6 %	7 %	13 %
Absorption totale	92 %	92 %	89 %	66 %
T_c (keV)	0,85	0,85	0,89	1,1

pour 86 % à l'absorption totale et le dépôt d'énergie s'effectue tout au long du gradient de densité : la moitié de l'énergie est en effet déposée en dessous de 0,63 n_c. Au maximum de l'impulsion laser la température de la couronne est à peu près uniforme à T_e = 850 eV, et la longueur caractéristique du gradient de densité est 6 µm, ce qui correspond à

$$L_{(\mu m)} = C_s \tau = 0{,}208\ T_{e(eV)}^{1/2} = 6\ \mu m$$

pour cette température.

Les expériences effectuées sur des cibles de différentes natures (plastique, aluminium, cuivre, or) ont conduit à des taux d'absorption équivalents, ce qui s'explique bien dans un tel modèle pour lequel le bremssthralung inverse est à un niveau tellement élevé qu'il n'est plus sensible à l'augmentation de la fréquence de collisions électron-ion. Les domaines de flux utilisés ne permettent pas d'observer de variation de l'absorption avec la nature de la cible et cet effet devra être étudié à plus haut flux.

D'un autre côté, les expériences de transport sur cibles minces [8] et [15] sont interprétées avec des valeurs de f de l'ordre de 0,05. Dans ce cas l'absorption obtenue dans le code est trop faible et il faut supposer l'existence d'autres processus d'absorption capables d'absorber entre 15 et 25 % de l'énergie incidente.

Une autre possibilité de l'interprétation simultanée des expériences de transport et d'absorption est l'existence d'un transport latéral important de l'énergie en dehors de la tache focale. Celui-ci refroidirait la couronne et conduirait donc une meilleure efficacité de l'absorption collisionnelle. Nous reviendrons plus loin sur une telle interprétation.

IV-2.4 RESULTATS A 0,53 µm

Les mesures d'absorption à 0,53 µm sont des tests beaucoup plus sensibles des résultats des codes car elles se trouvent dans un domaine où les taux d'absorption varient avec tous les paramètres utilisés (flux, durée de l'impulsion, Z de la cible). La figure IV-7 représente les évolutions des taux d'absorption calculés dans FILM et dans LASNEX, pour différentes valeurs du facteur de flux limite, en fonction du flux incident. Les hypothèses sont les mêmes qu'à 0,26 µm : le taux d'absorption résonnante de 20 % et la température initiale des électrons chauds est choisie d'après les valeurs expérimentales correspondantes ($T_h = 4$ keV pour $\Phi = 1{,}3.10^{15}$ W/cm^2 ; $T_h = 2$ keV pour $\Phi = 4{,}2.10^{14}$ W/cm^2 ; $T_h = 0{,}9$ keV pour $\Phi = 10^{14}$ W/cm^2). En fait, nous avons remarqué que les résultats d'absorption sont très peu sensibles à l'introduction des électrons suprathermiques dans le code ainsi qu'à leur température initiale ; ils ne dépendent que de la proportion d'absorption résonnante

et non du fait que cette énergie soit transmise aux électrons thermiques ou aux électrons suprathermiques. Ces derniers ont principalement été introduits afin d'effectuer simultanément l'interprétation des spectres d'émission continue X [14].

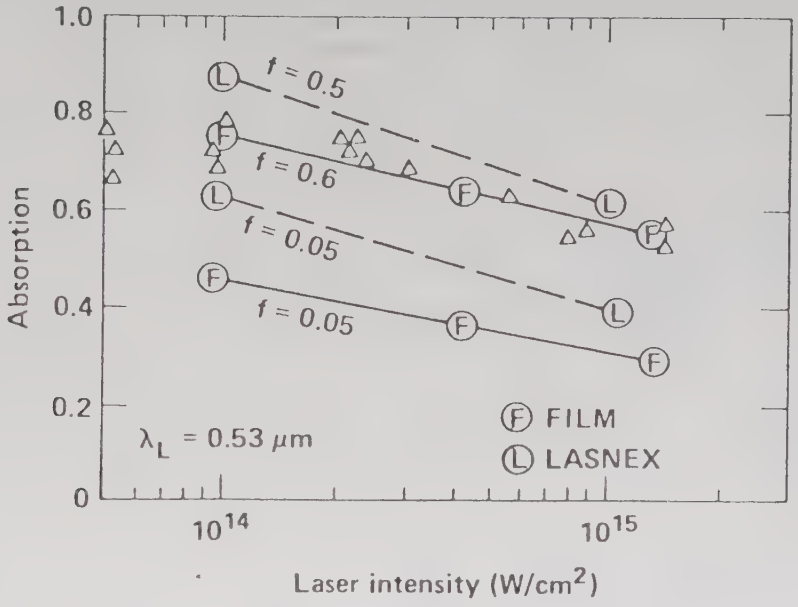


Figure IV-7 : Evolution des taux d'absorption calculés par FILM et par LASNEX en fonction du flux incident à 0,53 µm, pour différentes valeurs du facteur de flux limite. Les triangles représentent les points expérimentaux

Les résultats de cette figure nous conduisent aux mêmes conclusions qu'à 0,26 µm.

Si les deux seuls mécanismes d'absorption sont le bremssthralung inverse et l'absorption résonnante, le transport thermique ne peut pas être très inhibé : f > 0,3 - 0,6. Dans ce cas l'absorption se fait principalement par bremssthralung inverse et la figure IV-8 représente les contributions respectives de ces deux processus en fonction du flux incident. La décroissance de l'absorption lorsque le flux augmente est bien décrite par la diminution de l'efficacité de l'absorption collisionnelle associée principalement à l'augmentation de la température électronique. Nous observons de plus que celle-ci suit la loi :

$$T_e \sim \Phi^{0,4}$$

en fonction du flux incident, qui correspond à un régime dominé par l'absorption classique. La longueur caractéristique du gradient de densité correspond à celle d'une détente isotherme :

$$L_{(\mu m)} = c_s \tau = 0.277\ T_{e(eV)}^{1/2}$$

pour des impulsions de 80 ps.

A $1{,}3.10^{15}$ W/cm^2, par exemple, T_e = 1,95 keV → L = 12 µm, et dans le code au maximum de l'impulsion laser L = 12 - 14 µm.

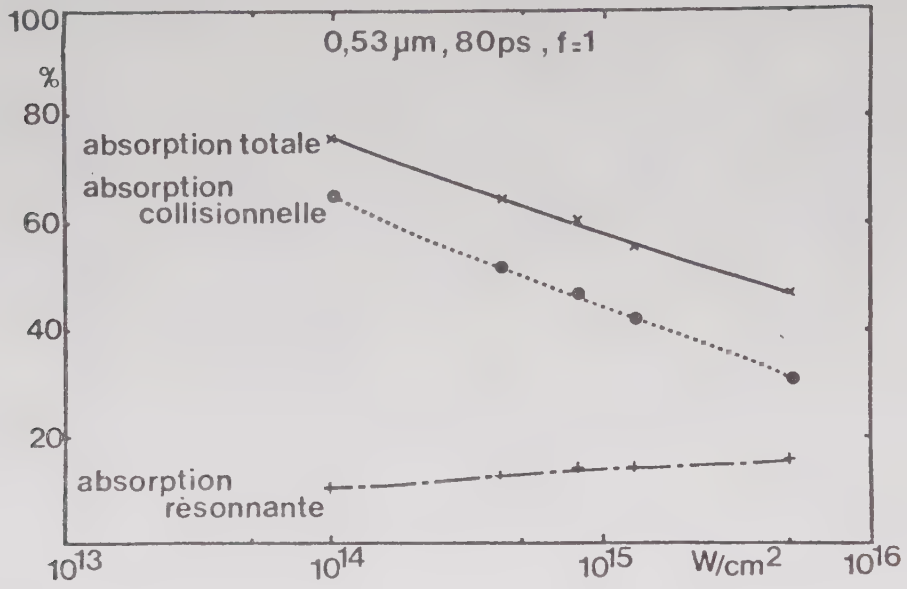


Figure IV-8 : Calcul des proportions de l'absorption collisionnelle et de l'absorption résonnante à l'absorption totale à 0,53 µm - 80 ps, dans le cas où le transport n'est pas inhibé

Nous remarquons, comme à 0,26 µm, que le dépôt d'énergie s'effectue tout au long du gradient de densité, et qu'environ la moitié de l'absorption collisionnelle a lieu pour des densités inférieures ou égales à 0,78 n_c lorsque le transport n'est pas inhibé. Les résultats du code sur les zones de dépôt de l'énergie sont obtenus pour tous les rayons en incidence normale. Il faut noter qu'ils peuvent être modifiés de façon importante pour une géométrie réelle d'interaction comme nous l'avons vu au chapitre I-2.

Inversement, si le transport thermique axial est très inhibé avec une valeur de f égale à 0,1 ou 0,05, les simulations numériques conduisent à des taux d'absorption inférieurs d'environ 20-25 % à ceux obtenus dans l'expérience, quel que soit le flux incident. Le tableau suivant résume les principales caractéristiques, taux d'absorption collisionnelle (I.B.), résonnante (R.A.), températures électroniques chaudes (T_H) et froides (T_C), et longueurs caractéristiques du gradient

de densité au voisinage de la couche critique (L_1) et en dessous (L_2), obtenues pour différentes valeurs du facteur de flux limite, pour un flux incident de $1,3.10^{15}$ W/cm^2 et des impulsions de 80 ps. L'hypothèse $f < 0,1$ nécessite donc, comme à 0,26 µm, d'introduire d'autres processus d'absorption, capables d'absorber entre 15 et 25 % de l'énergie incidente, dans les calculs.

f	T_H keV	T_C keV	I.B. %	R.A. %	Total abs. %	L_1 µm	L_2 µm
0,6-1	4	2	42	15	57	12	12
0,1	4	3	18	18	36	3	20
0,05	4	3,5	13	19	32	3	10-20

Cependant, les mesures d'absorption effectuées sur différents matériaux et pour deux durées d'impulsions (cf. III-5.3) apportent un complément d'information : en effet, les variations de l'absorption en fonction du Z de la cible et de la durée des impulsions sont typiquement celles de l'absorption collisionnelle et semblent indiquer que ce processus intervient pour une part importante dans l'absorption. Ceci est en faveur du premier modèle dans lequel le transport axial n'est pas inhibé. A titre d'exemple, les résultats des simulations numériques effectuées sur de l'aluminium dans les mêmes conditions que le terphane ci-dessus, sont représentés sur la figure IV-9, en fonction du flux incident et pour différentes valeurs du facteur de flux limite. Elles font apparaître un bon accord pour des valeurs de f supérieures à 0,3.

De façon plus systématique, les simulations numériques effectuées pour les faibles Z, montrent que, lorsque le flux n'est pas limité, l'absorption varie comme $(Z\tau)^{0,2}$. Ceci conduit à une différence d'absorption de 8 à 11 % entre les cibles de Z = 6,23 ($C_{10}H_8O_4$) et Z = 13 (Al), pour des taux d'absorption de l'ordre de 45 à 70 %, et pour une durée d'impulsion fixée. De même, pour une cible donnée, l'absorption augmente de 8 à 10 % quand la durée de l'impulsion est

multipliée par 2. Ces valeurs sont en bon accord avec nos résultats expérimentaux. Ce type de modèle ne s'applique pas pour les Z plus élevés car il ne tient pas compte de l'état d'ionisation réel de la cible et conduit donc à des taux d'absorption plus élevés que dans l'expérience.

Inversement, nous observons que pour les faibles valeurs de f ($f < 0,1$), la contribution du bremssthralung inverse est relativement faible, et les taux d'absorption obtenus ainsi dépendent peu du Z de la cible et de la durée des impulsions. Cela implique que, pour obtenir un nouvel accord, le processus d'absorption supplémentaire qu'il est nécessaire d'introduire alors doit avoir une dépendance en fonction de ces deux paramètres analogue à celle que nous venons de voir pour l'absorption collisionnelle. Parmi les mécanismes d'absorption connus, un candidat possible est l'augmentation de l'efficacité du bremssthralung inverse par la turbulence acoustique-ionique qui satisfait à cette condition.

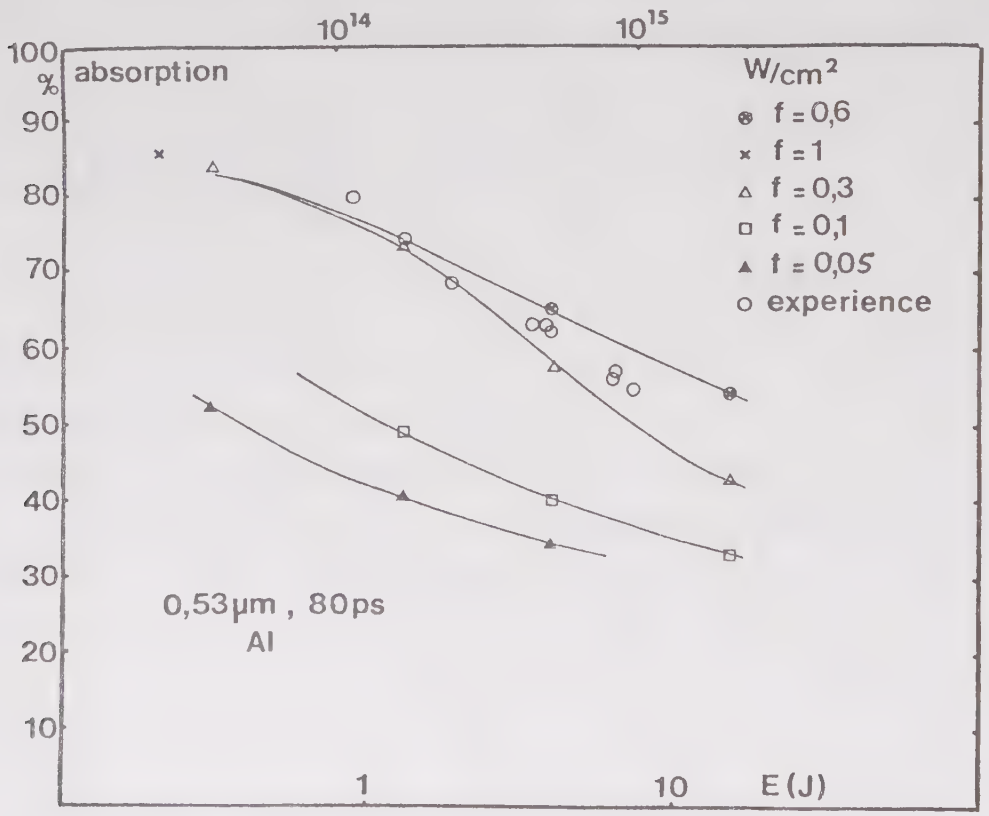


Figure IV-9 : Evolution du taux d'absorption calculé par FILM en fonction du flux incident pour différentes valeurs du facteur de flux limite, pour l'aluminium
Les signes o représentent les points expérimentaux

IV-2.5 RESULTATS A 1,06 µm

Les résultats à 1,06 µm en impulsions courtes mettent en évidence les taux d'absorption à peu près constants à un niveau de ∿ 30 %, pour des flux supérieurs à 2.10^{13} W/cm^2. Ces résultats semblent indiquer que l'absorption se fait principalement par absorption résonnante dans un profil de densité raidi, en présence éventuellement d'ondulations de densité et de champs magnétiques à la couche critique, ou par l'instabilité de décomposition paramétrique, et que l'absorption collisionnelle intervient peu dans ces conditions. Cette interprétation est en relativement bon accord avec les calculs d'absorption de FILM et de LASNEX qui sont peu sensibles à la valeur du facteur de flux limite du fait de la faible efficacité du bremssthralung inverse, et ne dépendent que du choix du taux d'absorption résonnante.

A faible flux, les taux d'absorption calculés par FILM en supposant que le taux d'absorption résonnante est de 20 %, conduisent à des valeurs un peu trop élevées de l'absorption. Pour obtenir l'accord avec les résultats expérimentaux il faut diminuer la proportion d'absorption résonnante à environ 5 %. Cet effet peut être dû en partie à l'existence de phénomènes qui ne sont pas pris en compte dans le code, tels que l'état d'ionisation réel du plasma à flux peu élevé, et la réfraction.

IV-2.6 DISCUSSION

La comparaison des mesures d'absorption à 0,53 µm et à 0,26 µm avec les simulations numériques effectuées soit avec FILM, soit avec LASNEX montrent que nos expériences sont bien interprétées avec les hypothèses suivantes :

- L'absorption est principalement due au bremssthralung inverse, auquel nous avons additionné des processus à la couche critique qui absorbent 20 % de l'énergie transmise dans cette région. La contribution de ces processus est peu importante, particulièrement à 0,26 µm.

- La rétrodiffusion Brillouin stimulée n'est pas prise en compte ; en particulier la décroissance de l'absorption en fonction du flux incident s'explique bien sans faire intervenir ce mécanisme.

- Le transport axial n'est pas inhibé ($f > 0,5$ à 0,53 µm et $f > 0,1$ à 0,26 µm).

Dans ces conditions l'absorption, la température électronique et la longueur caractéristique du gradient de densité suivent des lois du type :

$$\begin{cases} A \sim \Phi^{0,1} \, (Z\tau)^{0,2} & \text{pour } A \in [45\ \% \ ; \ 70\ \%] \\ & \quad Z \text{ et } \tau \text{ pas trops élevés} \\ T_e \sim \Phi^{0,4} \\ L \sim T_e^{1/2} \, \tau \end{cases} \qquad \text{(IV-28)}$$

Ce modèle conduit à un très bon accord tant sur la valeur absolue de l'absorption que sur son comportement en fonction du flux incident, de la longueur d'onde, de la durée des impulsions et de la nature de la cible. Il semble donc très satisfaisant pour expliquer nos mesures d'absorption.

Cependant, ces conclusions ne sont pas en accord avec celles des expériences de transport sur cibles minces dont l'interprétation est effectuée avec des valeurs de f très faibles ($f \sim 0,05$). Dans ces conditions les taux d'absorption calculés dans le code sont inférieurs de 15 à 25 % aux valeurs expérimentales, à cause de la réduction du bremsstrahlung inverse. Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ce désaccord :

- Des mécanismes d'absorption supplémentaires doivent être introduits dans le code et compenser ainsi le défaut d'absorption, tout en conservant les lois de variations de l'expérience avec le flux, la longueur d'onde, la durée des impulsions et le Z de la cible. Parmi les mécanismes d'absorption connus, un candidat possible est l'augmentation de l'efficacité du bremsstrahlung inverse par la turbulence acoustique-ionique.

- Des effets bidimensionnels se produisent dans l'expérience et ne sont pas pris en compte dans la simulation, en particulier l'existence d'un transport thermique transversal non négligeable. En effet, si une fraction importante de l'énergie est transportée latéralement en dehors de la tache focale, cela revient à utiliser un flux plus faible dans les

simulations numériques précédentes. Il en résulte une augmentation de l'efficacité de l'absorption collisionnelle et une diminution de l'énergie disponible à la couche critique et donc du flux de chaleur à transporter vers l'intérieur de la cible. Des expériences récentes ont mis cet effet en évidence et semblent soutenir cette hypothèse qui conduit à une interprétation simultanée et cohérente des expériences d'absorption et de transport.

Une limitation à ces conclusions, en particulier sur la valeur du facteur de flux limite, peut provenir des barres d'erreur associées aux valeurs expérimentales. Les expériences présentent en effet une certaine incertitude sur la durée et la forme exacte des impulsions laser, ainsi que sur le diamètre et la répartition spatiale de l'énergie dans la tache focale. Cela conduit à une imprécision de l'ordre d'un facteur 2-4 sur les valeurs exactes du flux sur la cible. Si celui-ci est plus faible que le flux utilisé dans les simulations numériques, cela revient à déplacer, sur la figure IV-7, les points expérimentaux vers la gauche de la quantité correspondante. Nous observons que dans ces conditions les absorptions calculées avec f = 0, 1 et f = 0,05 sont encore inférieures aux valeurs expérimentales ; les conclusions précédentes ne sont donc pas modifiées qualitativement.

IV-2.7 LOIS D'ECHELLE

Avec les hypothèses indiquées au début du paragraphe IV-2.6, les variations de l'absorption en fonction des différents paramètres considérés (Φ, λ, Z, τ) sont parfaitement décrites d'une manière classique et correspondent aux variations de l'absorption collisionnelle sans qu'il soit nécessaire de faire intervenir de processus supplémentaires. Ces simulations numériques font de plus apparaître des lois d'échelles (relation IV-28) sur les variations de l'absorption en accord avec les observations expérimentales, ainsi que sur les paramètres du plasma.

La température électronique augmente avec le flux suivant la loi

$$T_e \sim \Phi^{0,4}$$

analogue à celle que nous avons obtenue dans le modèle analytique.

A 0,53 µm, par exemple, cette loi prend la valeur numérique :

$$T_e = 1{,}76.10^{-3}\ \Phi^{0,4} \qquad \text{(IV-30)}$$

où T_e est en eV et Φ en W/cm^2.

Au maximum de l'impulsion laser la longueur caractéristique du gradient de densité est donnée par :

$$L = \left(\frac{Z\,k\,T_e}{A m_p}\right)^{1/2} \tau$$

en accord avec la solution obtenue dans un modèle auto-semblable d'expansion plane isotherme, et confirme ainsi la validité des hypothèses que nous avons utilisées dans le modèle analytique.

De plus, la comparaison des résultats à 0,53 µm et à 0,26 µm montrent que la température électronique dépend de la longueur d'onde suivant $T_e \sim \lambda^{1/3}$.

En reportant ces paramètres dans l'expression analytique de l'absorption par bremssthralung inverse (cf. formule IV-3), nous obtenons

$$A_{bi} = 1 - \exp\left(-\frac{339}{\lambda^2\ T_e}\right) = 1 - \exp\left(-\frac{1{,}6.10^6}{\lambda^{7/3}\ \Phi^{0,4}}\right)$$

où λ est en µm, T_e en eV et Φ en W/cm^2, pour une cible de charge moyenne 6,2 et des impulsions de 100 ps. Nous avons pris une valeur moyenne du logarithme coulombien de 5,7.

Cette expression montre que le régime d'absorption collisionnelle se maintient jusqu'à des flux d'autant plus élevés que la longueur d'onde est courte.

En particulier, elle permet de déterminer, moyennant des hypothèses très simplifiées, la valeur maximale du flux en dessous duquel un tel régime peut s'établir selon la longueur d'onde, par la formule :

$$\Phi_{W/cm^2} < \frac{2{,}4.10^{13}}{\lambda^{5,8}_{(\mu m)}} \qquad \text{(IV-31)}$$

ce qui conduit à des flux de 10^{13} W/cm^2 à 1,06 µm, 10^{15} W/cm^2 à 0,53 µm et 5.10^{16} W/cm^2 à 0,26 µm. Ces valeurs sont très approximatives compte-tenu de toutes les hypothèses que nous avons faites, en particulier elles ne tiennent pas compte des phénomènes non linéaires, et varient avec la charge de la cible et la durée des impulsions.

Par ailleurs, en utilisant les hypothèses du premier modèle, c'est-à-dire sans limitation du transport thermique, il est possible d'étudier l'extrapolation des mesures d'absorption à 0,26 µm pour des flux plus élevés que ceux que nous avons pu utiliser. La figure IV-10 représente les résultats de ces simulations et montre que le taux d'absorption reste très important jusqu'à des flux de l'ordre de 10^{16} W/cm^2.

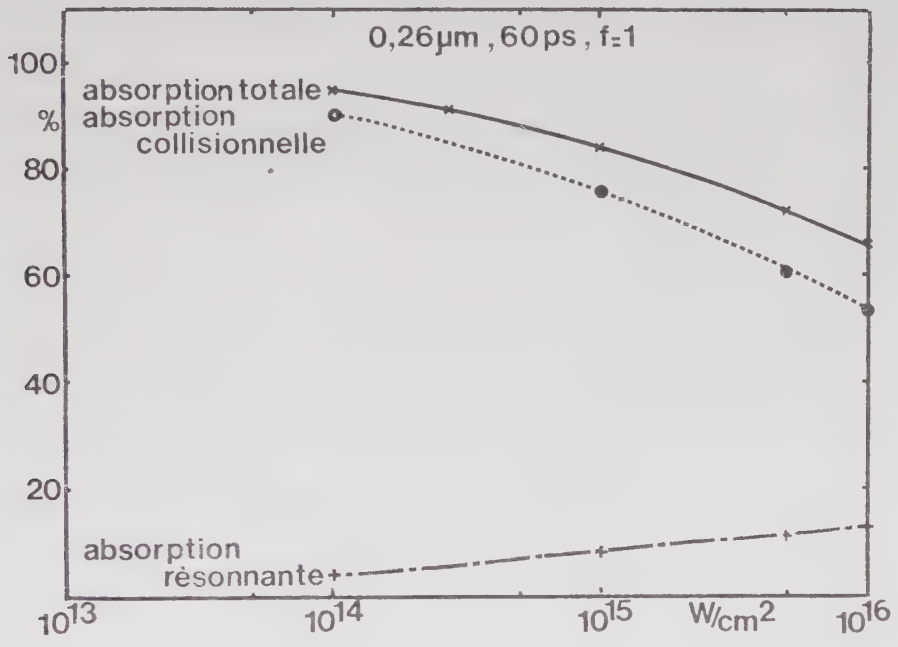


Figure IV-10 : Calcul de l'évolution de l'absorption à 0,26 µm en fonction du flux incident, pour des cibles planes de plastique

IV-2.8 RETRODIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE

En impulsion courte, quelle que soit la longueur d'onde, la décroissance de l'absorption en fonction du flux incident est très bien décrite dans le code uniquement par la diminution de l'efficacité du bremssthralung inverse, sans tenir compte de la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Nous avons de plus observé expérimentalement que les taux de rétrodiffusion dans l'optique de collimation restent à un niveau constant en fonction du flux (∿ 22 % à 1,06 µm, ∿ 10 % à 0,53 µm et ∿ 3 % à 0,26 µm).

La rétrodiffusion Brillouin ne semble pas se manifester en impulsion courte pour les flux utilisés, du fait des faibles dimensions du plasma et donc des longueurs d'inhomogénéité. L'utilisation des valeurs des paramètres du plasma (L et T_e) obtenues dans le code, permet de calculer le seuil de l'instabilité à partir de la formule de Rosenbluth

$$I \geqslant 7{,}5.10^{12} \frac{T_e}{\lambda_0^2}\left(\frac{\lambda_0}{L_u}\right)\left(\frac{n_c}{n_e}\right) \qquad \text{(IV-32)}$$

où I est en W/cm^2, λ_0 en µm et T_e en eV, et L_u est la longueur caractéristique du gradient des vitesses, et conduit aux valeurs de seuil suivantes :

λ	1,06 µm	0,53 µm	0,26 µm
I_{seuil}	5.10^{14} W / cm^2	2.10^{15} W / cm^2	8.10^{15} W / cm^2

D'après l'expression (IV-32), la valeur de seuil dépend de la densité du plasma ; en fait nous avons constaté dans les simulations que le produit $\frac{1}{L_u}\frac{n_c}{n_e}$ reste à peu près constant pour des densités comprises entre 0,1 n_c et n_c. Ceci n'est plus valable s'il y a raidissement du gradient au voisinage de la densité critique ; dans ce cas l'instabilité aura plus de chance de se produire dans les zones de densité plus faible, là où le plasma est plus homogène.

Ces résultats montrent que les flux utilisés sont inférieurs aux seuils théoriques dans les expériences à 0,53 µm et à 0,26 µm ; par contre à 1,06 µm le seuil est largement atteint et ce sont les phénomènes de saturation dus aux faibles dimensions du plasma qui limitent alors l'instabilité.

IV-2.9 INSTABILITES PARAMETRIQUES

Les paramètres de la couronne obtenus dans les simulations précédentes nous permettent de faire une estimation des seuils des instabilités de décomposition paramétrique et deux plasmons à partir des

formules théoriques de F.W. Perkins dans le premier cas et M.N. Rosenbluth dans le deuxième :

- Pour l'instabilité de décomposition paramétrique :

$$I_{seuil} > 6{,}72.10^{19} \frac{T_e^{3/2}}{\lambda^2 L n_c^{1/2}} \left(\frac{\lambda}{L}\right)^{1/3}$$

- Pour l'instabilité deux plasmons :

$$I_{seuil} > 2.10^{13} \frac{T_e}{L\lambda}$$

dans lesquelles I est en W/cm^2, T_e en eV, λ et L en µm, n_c en cm^{-3}.

Ces formules nous conduisent aux ordres de grandeur suivants pour les trois longueurs d'onde laser, en impulsion courte :

I_{seuil} (W/cm^2)	λ	1,06 µm	0,53 µm	0,26 µm
	Décomposition paramétrique	10^{12}	$2 . 10^{12}$	$4 . 10^{12}$
	Deux plasmons	$1{,}5 . 10^{14}$	$5 . 10^{14}$	10^{15}

Ces valeurs nous montrent que dans les domaines de flux utilisés dans nos expériences, l'instabilité de décomposition paramétrique peut se développer pour les trois longueurs d'onde, tandis que l'instabilité deux plasmons peut se produire à 1,06 µm et à 0,53 µm et non à 0,26 µm.

IV-3 IMPULSIONS LONGUES

Les impulsions longues produisent des plasmas de plus grande dimension dans lesquels les effets bidimensionnels prennent plus d'importance qu'en impulsions courtes. Il est donc difficile dans ces conditions d'utiliser le même type de simulations que précédemment. Nous pouvons cependant, à partir de ces dernières et en supposant que les longueurs

d'inhomogénéité sont du même ordre de grandeur que le diamètre de la tache focale, procéder à une estimation des seuils de la rétrodiffusion Brillouin stimulée pour les différentes longueurs d'onde. Celle-ci semble, en effet, être l'un des problèmes fondamentaux de ce type d'impulsion.

Pour cela nous utilisons les valeurs de la température électronique obtenues dans le paragraphe précédent ; en effet, les mesures de cette grandeur ont montré qu'elle dépendait peu de la durée des impulsions. Nous avons d'autre part pris $L_u \sim 50$ µm pour calculer les seuils à partir de la formule (IV-32) ; ceci nous conduit aux valeurs suivantes :

λ	1,06 µm	0,53 µm	0,26 µm
I_{seuil}	10^{14} W / cm^2	5.10^{14} W / cm^2	2.10^{15} W / cm^2

Le seuil de 10^{14} W/cm^2 a effectivement été observé à 1,06 µm pour les impulsions de 2,5 ns à partir de l'augmentation du taux de rétrodiffusion dans l'optique de focalisation au-delà de ce flux. Les seuils sont plus élevés aux courtes longueurs d'onde et ces valeurs montrent qu'il est probablement possible d'utiliser des impulsions longues à 0,26 µm jusqu'à des flux d'environ 2.10^{15} W/cm^2 sans avoir de problème avec la rétrodiffusion Brillouin stimulée.

IV-4 CONCLUSION

Nous avons interprété nos résultats expérimentaux d'une part au moyen d'un modèle analytique simple et d'autre part avec deux codes hydrodynamiques différents. Le modèle analytique tient compte de l'absorption collisionnelle et de l'absorption résonnante dans un plasma en expansion isotherme. Ce modèle reproduit qualitativement nos mesures d'absorption en impulsions courtes ; par contre, il fait apparaître un léger désaccord quantitatif, ce qui est un point de discussion intéressant.

Les simulations numériques effectuées avec deux codes hydrodynamiques (FILM et LASNEX) conduisent à une bonne interprétation de nos mesures

d'absorption à 0,53 µm et à 0,26 µm en supposant que l'absorption est principalement due au bremssthralung inverse et 20 % d'absorption résonnante à la surface critique, corrélée à un transport thermique électronique non limité vers l'intérieur de la cible.

Cependant, cette interprétation est en désaccord avec celle des expériences de transport sur cibles minces qui font intervenir des valeurs du facteur de flux limite beaucoup plus faibles. L'introduction d'effets bidimensionnels dans les simulations, et en particulier la prise en compte d'un transport thermique latéral de l'énergie en dehors de la tache focale, permet de résoudre ce désaccord et conduit à une interprétation cohérente des expériences d'absorption et de transport.

L'analyse des expériences en *impulsions courtes* nous a permis de mettre en évidence les mécanismes suivants :

- A 0,53 µm et à 0,26 µm, l'absorption est dominée par le bremssthralung inverse dont la contribution, ainsi que celle des processus à la couche critique, à l'absorption totale est donnée sur les figures IV-8 et IV-10 respectivement pour ces deux longueurs d'onde.

- A 1,06 µm, à haut flux, l'absorption est produite par l'absorption résonnante et éventuellement l'instabilité de décomposition paramétrique; pour les flux inférieurs à 5.10^{12} W/cm^2 l'absorption collisionnelle intervient également.

- Les seuils de l'instabilité de décomposition paramétrique sont atteints pour les trois longueurs d'onde dans les domaines de flux utilisés ; par contre l'instabilité deux plasmons se produit pour des flux plus élevés et ne peut donc intervenir que pour les plus hauts flux à 1,06 µm et à 0,53 µm.

- Le seuil de la rétrodiffusion Brillouin stimulée est atteint uniquement dans les expériences à 1,06 µm, mais elle ne peut pas se développer en impulsion courte à cause des faibles dimensions du plasma.

L'interprétation numérique des expériences en *impulsions longues* est plus délicate. L'augmentation de l'absorption par rapport aux impulsions courtes, à flux identique, peut être expliquée par une meilleure efficacité de l'absorption collisionnelle dans un gradient de densité plus

long. Cependant, à haut flux, la rétrodiffusion Brillouin stimulée peut se développer et réduire considérablement l'absorption. Nous nous sommes limités à l'estimation des seuils de cette instabilité qui nous montre que les problèmes sont reportés à des flux plus élevés aux courtes longueurs d'onde, et en particulier au-delà de 2.10^{15} W/cm^2 à 0,26 µm.

*

REFERENCES DU CHAPITRE IV

[1] J.E. ALLEN and J.G. ANDREWS. J. Plasma Phys., 4, 87 (1970)

J. DENAVIT. Phys. Fluids, 22, 1384 (1979)

R. SIGEL. 20th Scottish University Summer School on Laser. Plasma Interactions, St Andrews 1979

[2] S.J. GITOMER, R.L. MORSE and B.S. NEWBERGER. Phys. Fluids, 20, 234 (1977)

C.E. MAX, C.F. McKEE and W.C. MEAD. Phys. of Fluids, 23, 1620 (1980) ; Phys. Rev. Lett. 45, 28 (1980)

[3] T.W. JOHNSTON and C. OBERMAN. Phys. Fluids, 16, 722 (1973)

J.M. DAWSON. Phys. Fluids, 7, 981 (1964)

[4] P. MORA and R. PELLAT. Phys. Fluids, 22, 2300 (1979)

J.E. CROW, P.L. AUER and J.E. ALLEN. J. Plasma Phys., 14, 65 (1975)

A.V. GUREVICH, L.V. PARIISKAYA and L.P. PITAEVSKII. Sov. Phys. J.E.T.P., 22, 449 (1966)

P. MORA, à paraître dans Phys. Fluids

[5] J. VIRMONT, R. PELLAT and P. MORA. Phys. Fluids, 21, 567 (1978)

D. SHVARTZ, C. JABLON, I.B. BERNSTEIN, J. VIRMONT and P. MORA. Nucl. Fusion, 19, 1457 (1979)

E. GOLDMAN. Plasma Phys., 15, 289 (1977)

[6] G.B. ZIMMERMAN. Univ. of California Report n°UCRL-74811 (1973) (non-publié)

G.B. ZIMMERMAN and W.L. KRUER. Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion, 2, 51 (1975)

[7] V.L. GINZBURG. "The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma" (Addison-Wesley, Reading 1964), p. 205-229 et 364-368

[8] B. YAAKOBI, T.C. BRISTOW. Phys. Rev. Lett., 38, 350 (1977)

D.R. GRAY, J.D. KILKENNY, M.S. WHITE, P. BLYTHE, D. HULL. Phys. Rev. Lett., 39, 1270 (1977)

F. AMIRANOFF, R. FABBRO, E. FABRE, C. GARBAN, J. VIRMONT, M. WEINFELD. Phys. Rev. Lett., 43, 522 (1979)

R. BENATTAR, C. POPOVICS, A. SIGEL, J. VIRMONT. Phys. Rev. Lett., 42, 766 (1979)

[9] L. SPITZER. Physics of Fully Ionized Gases (Wiley-Interscience, New-York 1964), section 5-5

[10] W.L. KRUER. Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion, 5, 69 (1969)

[11] S.I. BRAGINSKII. Reviews on Plasma Physics, Ed. MA. LEONTOVICH (Consultants Bureau, New-York, 1965)

P. MORA. Thèse d'Etat, Université de Paris Sud (1980)

[12] D.R. KILKENNY. Plasma Phys., 22, 81 (1980)

A.R. BELL, R.G. EVANS, D.J. NICHOLAS. Phys. Rev. Lett., 46, 243 (1981)

[13] W.M. MANHEIMER. Phys. Fluids, 20, 265 (1977)

A. RAMANI, G. LAVAL. Phys. Fluids, 21, 980 (1978)

[14] C. GARBAN-LABAUNE, C. FABRE, C. MAX, F. AMIRANOFF, R. FABBRO, J. VIRMONT, W.C. MEAD, à paraître dans Phys. Fluids

[15] R. FABBRO Thèse d'Etat,Université de Paris Sud (1982)

CONCLUSION

La mesure du taux d'absorption et l'étude de son évolution en fonction des paramètres que sont le flux incident, la longueur d'onde, la durée des impulsions laser et la nature de la cible, ainsi que leur interprétation au moyen de modèles théoriques et numériques nous ont permis de mettre en évidence deux grands régimes d'absorption selon le flux incident : le premier est dominé par l'absorption collisionnelle, et, à plus haut flux, le deuxième est dominé par l'absorption résonnante et les instabilités paramétriques ; la transition entre ces deux régimes se fait pour des flux d'autant plus élevés que la longueur d'onde est courte.

Le premier régime offre la possibilité d'atteindre des taux d'absorption élevés même à haut flux pour les courtes longueurs d'onde (nous avons obtenu un taux de $\sim$ 90 % à 0,26 µm pour un flux de 5.10^{14} W/cm^2), et la réduction de la formation des électrons suprathermiques ; ceci représente des conditions très favorables pour la réalisation d'expériences de compression à niveau élevé.

De plus, nous avons observé la réduction de la rétrodiffusion Brillouin stimulée aux courtes longueurs d'onde, en particulier dans le cas des impulsions longues qui sont nécessaires à l'établissement du régime de compression par ablation. Cependant, ces études, ainsi que celles des instabilités Raman et deux plasmons, devront être complétées pour des flux plus élevés que ceux dont nous disposons actuellement.

Ces résultats font apparaître le grand intérêt de l'utilisation des courtes longueurs d'onde du point de vue de l'absorption dans l'interaction laser-matière à haut flux.

L'extrapolation de ces résultats à des cibles sphériques est en cours, et les mesures préléminaires effectuées à 0,26 µm permettent de penser que les taux d'absorption pourront se maintenir à un niveau élevé pour cette géométrie, même à haut flux.

Un point qui n'a pas été abordé ici est la conséquence de la localisation du dépôt de l'énergie sur les processus de transport et d'ablation. En effet, la plupart des modèles et simulations numériques développés jusqu'à présent supposaient que l'énergie était déposée à la couche critique. Les calculs d'absorption et de réfraction exposés au Chapitre I montrent que lorsque le bremssthralung inverse devient le processus dominant de l'absorption, c'est-à-dire aux courtes longueurs d'onde, l'énergie absorbée peut être déposée en majeure partie dans le plasma sous-critique. Ceci peut avoir des conséquences importantes sur la compression finale et il sera intéressant pour étudier cet effet de procéder au couplage du code de réfraction à deux dimensions avec le code hydrodynamique à une dimension de description du plasma, de façon à y décrire plus précisément le dépôt de l'énergie.

*

* *